

**Untersuchung der Wechselwirkung
von
Rydberg-Atomen mit Strahlung**

Gerhard Rempe

*Diss
München
1986*



Digitized by the Internet Archive
in 2026

U N T E R S U C H U N G D E R W E C H S E L W I R K U N G
V O N
R Y D B E R G - A T O M E N M I T S T R A H L U N G

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von Gerhard Rempe
aus Bottrop/Westfalen

München, den 30. Januar 1986

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Walther

2. Gutachter: Prof. Dr. W. Hering

Tag der mündlichen Prüfung: 12. März 1986

Druck: Dissertationsdruck Novotny jr., 8135 Söcking/Starnberg

Meinen Eltern

in Dankbarkeit zugeweiht

Zusammenfassung

Das theoretisch einfachste quantenmechanische Modell für die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie betrachtet ein einzelnes Atom mit zwei Energieniveaus, welches an eine einzige Mode des elektromagnetischen Feldes resonant gekoppelt ist. Schon Einstein hat 1917 ein Zwei-Niveau-Atom im Zusammenhang mit seinen Überlegungen zur Strahlungstheorie betrachtet. Die Kopplung eines einzelnen Atoms an eine Resonatormode wurde dann nach der Erfindung des Masers intensiv studiert. In neuester Zeit ist das Problem auch bei der Entwicklung der Laserphysik und der Quantenoptik sehr ausführlich behandelt worden. In diesem Zusammenhang wird die elektrische Dipolwechselwirkung zwischen dem Strahlungsfeld und dem Zwei-Zustands-Atom betrachtet. Bei einem Wellenfeld großer Intensität reicht dabei meistens die semiklassische Beschreibung aus, bei der zwar die diskrete Energiestruktur des Atoms betrachtet wird, jedoch eine klassische Beschreibung des Wellenfeldes ausreicht.

Ist die elektromagnetische Feldmode allerdings nur mit wenigen Photonen besetzt, dann wird die Quantisierung des Strahlungsfeldes für das Verständnis der auftretenden Phänomene wesentlich. Solche Effekte sind auf der Grundlage eines zuerst von Jaynes und Cummings entwickelten Modells schon 1963 theoretisch vorausgesagt worden: Zu diesen gehört der oscillatorische Energieaustausch zwischen dem einzelnen Atom und der Resonatormode. Ist das Feld durch äußere Strahlungsquellen angeregt, wird abhängig von der Statistik der wenigen Photonen ein Kollaps und ein Aufleben der Rabi-Oszillation erwartet.

Bisher war ein Test dieses Modells nicht möglich, da die Matrixelemente für die elektrischen Dipolübergänge im allgemeinen so klein sind, daß innerhalb der Wechselwirkungszeit in der Apparatur oder auch innerhalb der Lebensdauer der Zustände nicht genügend Übergänge induziert werden konnten, um die Vorgänge bei geringen Photonenzahlen zu beobachten. Deshalb war ein Test nur bei großen Feldstärken des elektromagnetischen Feldes möglich. Die Experimente bei kleinen Photonenzahlen gehörten lange in den

Bereich rein akademischer Fragestellungen. Diese Situation hat sich grundlegend geändert, nachdem es gelang, mit frequenzveränderlichen Lasern hochangeregte Zustände, sogenannte Rydberg-Zustände, von Atomen zu besetzen und Resonatoren hoher Güte herzustellen.

Die Wechselwirkung solcher Rydberg-Atome mit einer resonant eingestrahlten elektromagnetischen Welle ist nämlich schon bei kleiner Intensität sehr stark. Da die Übergangsfrequenz zwischen benachbarten Rydberg-Zuständen im Mikrowellenbereich liegt, kann ein hinreichend großer Resonator gebaut werden, in dem das Atom lange mit der Strahlungsmode in Wechselwirkung steht. Ferner hat die Resonatormode eine niedrige Ordnung. Das ist sehr günstig für den Vergleich mit der Theorie, da die Frequenzen verschiedener Moden sehr weit voneinander entfernt liegen. Rydberg-Atome haben zudem noch eine lange natürliche Lebensdauer und lassen sich sehr leicht nachweisen, da sie einfach in einem elektrischen Feld ionisiert werden können.

Ziel dieser Arbeit war es, die Strahlungseigenschaften von Rydberg-Atomen zu studieren. Zwei Experimente demonstrieren die Kopplung der Atome an ein elektromagnetisches Feld im freien Raum und in einem Resonator.

Im ersten Experiment werden die Rydberg-Atome dazu benutzt, Mikrowellenphotonen empfindlich nachzuweisen. Als Strahlungsquelle dient ein schwarzer Körper. Im Hinblick auf einen praktischen Einsatz eines Rydberg-Mikrowellendetektors werden die Rydberg-Atome mit dem Licht dreier kontinuierlicher frequenzstabilisierter Halbleiterlaser präpariert. Auf diese Weise wird eine sehr kompakte Anordnung erhalten. Um den Einfluß der Wärmestrahlung der Apparatur weitgehend zu eliminieren, wird das Experiment in einem Kryostaten bei der Temperatur des flüssigen Heliums durchgeführt. Ohne Verwendung von phasenempfindlichen Nachweismethoden wurde eine Nachweisgrenze (dem Rauschen äquivalente Strahlungsleistung) von $5 \cdot 10^{-16} \text{ W/Hz}^{1/2}$ erreicht.

Rydberg-Atome sind bei niedriger Temperatur ein geeignetes Masermedium /1/, da bei Bevölkerung nur eines Rydberg-Zustandes eine Besetzungsinversion gegenüber den tiefer liegenden Niveaus vorliegt. Im zweiten Experiment werden Rydberg-Atome dazu veranlaßt, ihre Anregungsenergie an das elektromagnetische Feld eines Mikrowellenresonators abzugeben.

Aufgrund der langen natürlichen Lebensdauer des unteren Maserniveaus können die Atome die emittierten Photonen reabsorbieren. Zur Realisierung einer genügend langen Speicherzeit des Photons im Resonator muß dieser eine hohe Güte besitzen. Damit die Wechselwirkung zwischen den Atomen ausgeschlossen werden kann, dürfen nur einzelne Rydberg-Atome im Resonator sein. Damit sind alle Voraussetzungen des Jaynes-Cummings-Modells erfüllt: Bei der Wechselwirkung eines einzelnen Atoms mit einer einzigen elektromagnetischen Hohlraummode der Frequenz 21,5 GHz und der Güte $Q = 2,7 \cdot 10^8$ wird bei einer Temperatur von 2,5 K der mehrfache Austausch eines einzelnen Photons zwischen dem angeregten Atom und dem Strahlungsfeld direkt beobachtet. Dazu wird mit Hilfe eines mechanischen Geschwindigkeitsselektors ein Atomstrahl mit einer hohen Geschwindigkeitsauflösung von 4% präpariert, damit die Wechselwirkungszeit der Atome im Resonatorfeld verändert werden kann. Mit der Anordnung konnte erstmals der Kollaps und das Aufleben der Rabi-Oszillation im Maserfeld beobachtet werden. Die Dynamik des Energieaustausches wird dabei von der Statistik der Photonen im Resonator bestimmt.

I.	<u>Einleitung</u>	5
II.	<u>Strahlungseigenschaften von Rydberg-Atomen im freien Raum</u>	9
II.1	Wechselwirkung von Rydberg-Atomen mit der Strahlung eines schwarzen Körpers	10
II.2	Der Rydberg-Mikrowellendetektor: Experimenteller Aufbau, Messungen und Ergebnisse	11
III.	<u>Strahlungseigenschaften von Rydberg-Atomen in einem resonanten Hohlraum</u>	19
III.1	Ein einzelnes Atom in einem Resonator	19
III.2	Das Modell von Jaynes und Cummings: Ein einzelnes Atom in Wechselwirkung mit einer einzigen resonanten Mode des elektromagnetischen Feldes	21
III.3	Theoretische Betrachtungen zum experimentellen Aufbau	26
III.4	Experimenteller Aufbau	28
III.5	Messungen und Ergebnisse	36
IV.	<u>Schlußbemerkung</u>	50
V.	<u>Anhang: Ein Rubidium-Frequenzstandard mit einer Laserdiode als Lichtquelle für den optischen Pumpprozeß</u>	51
V.1	Eigenschaften des Halbleiterdiodenlasers	52
V.2	Experimente zum optischen Pumpen	55
VI.	<u>Literaturverzeichnis</u>	59

I. Einleitung

Als Rydberg-Atome werden solche Atome bezeichnet, bei denen ein Valenzelektron sich in einem Zustand mit großer Hauptquantenzahl befindet. Die Energie der hoch angeregten Rydberg-Zustände wird gut durch eine Rydberg-Formel beschrieben. Die Existenz von Wasserstoff-Rydberg-Atomen ist seit vielen Jahren aus der Radioastronomie bekannt /2,3/. Sie entstehen bei der Rekombination von Protonen und Elektronen in hochliegenden Zuständen. Beim Übergang des Elektrons in ein tiefer liegendes Niveau werden dann Radiowellen emittiert. Die Anregung von Rydberg-Atomen im Labor erwies sich jedoch lange Zeit als außergewöhnlich schwierig: Wegen des proportional zum Quadrat des atomaren Durchmessers wachsenden Stoßquerschnittes können Rydberg-Atome nicht in einer Gasentladung bevölkert werden. Bei niedriger Dichte des atomaren Mediums ist daher eine selektive Anregung der hochliegenden Zustände nur bei Verwendung durchstimmbarer Laser mit hinreichend großer Leistung und schmaler Bandbreite möglich.

Rydberg-Atome sind in den letzten Jahren sowohl von experimenteller als auch theoretischer Seite her mit großem Interesse studiert worden. Ihre Strahlungseigenschaften sind aus mehreren Gründen besonders auffallend.

(1) Das elektrische Dipolmatrixelement zwischen benachbarten Rydberg-Zuständen ist wesentlich größer als das zwischen atomaren oder molekularen Zuständen mit kleiner Quantenzahl. Deshalb ist die Kopplung der Rydberg-Atome an ein elektromagnetisches Feld sehr stark.

(2) Da die Übergangsfrequenz zwischen benachbarten Rydberg-Zuständen im Mikrowellengebiet liegt, werden Übergänge schon durch die Schwarzkörperstrahlung von Zimmertemperatur leicht induziert. Daher können Rydberg-Atome zum empfindlichen Nachweis von Mikrowellenstrahlung in einem Wellenlängenbereich verwendet werden, in dem die Entwicklung neuer Detektorprinzipien z.B. für die Infrarot- und Radioastronomie von Bedeutung ist. Ferner lassen sich im langwelligen Bereich des elektromagnetischen Spektrums Quanteneffekte beobachten, bei denen ein einzelnes Rydberg-Atom mit nur wenigen Photonen extrem kleiner Energie in Wechselwirkung tritt - ein insbesondere im Mikrowellenbereich außergewöhnliches Phänomen.

(3) Trotz der starken Kopplung der Rydberg-Atome mit Mikrowellenstrahlung haben die angeregten Zustände extrem lange Lebensdauern hinsichtlich spontaner Übergänge, so daß diese Zustände als metastabil angesehen werden können. Sehr genaue spektroskopische Untersuchungen sind daher mit Hilfe von Rydberg-Atomen möglich.

Viele Eigenschaften von Rydberg-Atomen können klassisch verstanden werden, da der Zustand des Atoms eine hohe Quantenzahl besitzt und die relative Energiedifferenz zwischen nahe beieinander liegenden Niveaus klein ist. So ist gemäß dem Bohrschen Korrespondenzprinzip die Übergangsfrequenz zwischen benachbarten Zuständen vergleichbar mit der Umlauffrequenz des Elektrons um den Ionenrumpf. Die Ausdehnung der elliptischen Elektronenbahn wächst mit zunehmender Hauptquantenzahl und hat die Größenordnung der Wellenlänge sichtbaren Lichtes. Daher kann das Rydberg-Atom mit einem schwingenden klassischen elektrischen Dipol verglichen werden, der bei großem mittleren Abstand der beiden Ladungen ein großes Dipolmoment besitzt. Das Matrixelement für einen elektrischen Dipolübergang zwischen benachbarten Rydberg-Zuständen übertrifft dasjenige zwischen stark gebundenen Zuständen um etwa drei Größenordnungen.

Auch die große Lebensdauer der Rydberg Zustände kann in einem Bild verstanden werden, in dem die Elektronen auf Keplerellipsen um den Ionenrumpf kreisen. Die vom Elektron abgestrahlte Leistung ist proportional zum Quadrat der Beschleunigung, die gemäß dem zweiten Keplerschen Gesetz praktisch unabhängig von der Ausdehnung der exzentrischen Bahn den größten Wert am Perihel erreicht. Elektromagnetische Strahlung wird also mit einer Rate proportional zur Umlauffrequenz emittiert. Diese Rate verkleinert sich nach dem dritten Keplerschen Gesetz mit wachsender Größe der Elektronenbahn, so daß die Lebensdauer ansteigt. Die Faszination für Experimente mit Rydberg-Atomen beruht daher zum guten Teil auf der Tatsache, daß viele Eigenschaften dieser Atome klassisch verstanden werden können und daß sie einen Test der Wechselwirkung von Licht mit Materie zulassen, der mit keinem anderen System durchgeführt werden kann.

Rydberg-Atome stellen aufgrund ihrer ungewöhnlichen Eigenschaften ein beinahe ideales Testobjekt für einige fundamentale Modelle und Vorhersagen der niederenergetischen Quantenelektrodynamik dar: Die Wellenlänge des bei

dem Übergang eines Atoms von einem Rydberg-Zustand zum nächst tieferen spontan emittierten Photons ist relativ groß. Deshalb sind die Experimente besonders interessant, bei denen sich dieses Rydberg-Atom innerhalb eines Hohlraumresonators entsprechender Größe befindet, dessen Grundmode mit dem atomaren Übergang in Resonanz steht. Durch die Änderung der Randbedingungen für das elektromagnetische Feld muß dessen diskrete Modenstruktur in Betracht gezogen werden. Diese experimentelle Situation entspricht einem quantenoptischen Modell, welches in einer großen Zahl theoretischer Arbeiten innerhalb der letzten zwanzig Jahre im Zusammenhang mit der Entwicklung des Masers und des Lasers erarbeitet wurde /4-7,12-26/. Es beschreibt die Wechselwirkung eines einzelnen Zwei-Niveau-Atoms mit einer einzigen Mode des Strahlungsfeldes (charakterisiert durch Frequenz, Polarisation und Ausbreitungsrichtung). Für dieses Jaynes-Cummings-Modell /4/, in dem sowohl das Atom als auch das Lichtfeld quantenmechanisch behandelt wird, sind exakte Lösungen bekannt.

Eine ganze Klasse von Phänomenen ist dabei vorausgesagt, von denen jedoch erst wenige beobachtet wurden, weil die experimentelle Realisierung mit "gewöhnlichen" Atomen oder Elektronen- bzw. Kernspins sich als ausgesprochen schwierig erweist. Zum Beispiel wird die spontane Emissionsrate eines Atoms in der Nähe von leitenden Wänden gegenüber der im freien Raum verändert. Sie wird erhöht, wenn das Atom sich in einem Hohlraum befindet, der auf den atomaren Übergang abgestimmt ist /8/. Wird der Hohlraum verstimmt, so kann die spontane Emission sogar unterdrückt werden /9,10/. Auch die gegenüber dem freien Raum veränderte Modendichte des elektromagnetischen Feldes eines Hohlleiters in der Nähe der Abschneidefrequenz beeinflußt die Zustandsdichte der virtuellen Photonen und damit die Lamb-shift eines Rydberg-Zustandes /11/.

Ist die Resonatorgüte sehr hoch, treten neue quantenmechanische Effekte auf. Diese sind bisher nur theoretisch vorhergesagt worden. So kann das bei einem Strahlungsübergang von einem anfangs angeregten Atom spontan emittierte Photon im Hohlraum so lange gespeichert werden, daß das Atom dieses wieder reabsorbiert. Daher kommt es selbst bei Abwesenheit eines äußeren Strahlungsfeldes zu einem oszillatorischen Energieaustausch zwischen dem Zwei-Niveau-Atom und dem Feld. Zum Studium dieser Rabi-Nutation muß der Resonator und dessen Güte so groß sein, daß die Aufenthaltsdauer des Atoms im Hohlraum und die Speicherzeit des einzelnen Photons größer als eine Oszillationsperiode ist. Die Rabi-Frequenz hängt

dabei von der Amplitude des Strahlungsfeldes und vom Wert des elektrischen Dipolmatrixelementes ab. Bei den bisher durchgeführten Experimenten in Resonatoren mit einem kleinen Modenvolumen war es allerdings immer nötig, zur Beobachtung des oszillatorischen Energieaustausches die elektrische Feldstärke durch Verwendung eines großen Ensembles von Atomen zu erhöhen /23/. Dann müssen jedoch kollektive Strahlungseffekte betrachtet werden, die theoretisch nur näherungsweise beschrieben werden können. Die Verwendung von Rydberg-Atomen und großen Resonatoren hoher Güte eröffnet zum ersten Mal die Möglichkeit, diese Rabi-Oszillation einzelner Atome bei nur wenigen Photonen zu beobachten.

Ist das Feld im Innern des Resonators durch äußere Quellen angeregt, werden verschiedene Rabi-Nutationsphänomene erwartet /12-26/. Dazu gehört das relativ schnelle Abklingen der Besetzungsozillation /12/ in einem kohärenten Strahlungsfeld, wobei die Ursache nicht auf eine Dämpfung zurückzuführen ist; die Oszillationen leben zu einer späteren Zeit der Wechselwirkung wieder auf /12/. Der physikalische Grund dafür ist die Quantennatur des Resonatorfeldes, die zu einer diskreten Photonenzahlverteilung führt. Bei einer klassischen Beschreibung des Systems besitzt das kohärente Feld eine wohl definierte Phase und Amplitude. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der atomaren Zustände wird dann durch eine harmonische Oszillation beschrieben, die weder Kollaps noch Aufleben zeigt /5/.

Neben seiner Bedeutung für den Test eines der einfachsten und grundlegendsten Modelle der nichtrelativistischen Quantenelektrodynamik hat die experimentelle Realisierung noch einen anderen Grund. Durch Beobachtung der Besetzungsozillation wird nicht nur die mittlere Zahl der Photonen im Feld bestimmt, sondern auch deren statistische Verteilung gemessen. Damit steht ein Strahlungsthermometer zur Verfügung, welches sowohl die Stärke des Wellenfeldes bestimmt, als auch Informationen über dessen Photonen-zahlverteilung liefert.

II. Strahlungseigenschaften von Rydberg-Atomen im freien Raum

Als Rydberg-Atome bezeichnet man diejenigen Atome, bei denen sich ein Valenzelektron in einem hochangeregten Wasserstoff-ähnlichen Zustand mit großer Hauptquantenzahl n nahe der Ionisationsgrenze befindet. Ihre charakteristischen Größen sowie die verschiedenen Parameter, die die Wechselwirkung von Rydberg-Atomen mit elektromagnetischer Strahlung bestimmen, können durch einfache Serienformeln beschrieben werden: So sind die Termfolgen der Zustände einer Rydberg-Serie durch /27/

$$(1) \quad E_{n,l} = -R / n^{*2}$$

gegeben. Dabei ist $n^* = n - \delta_l$ die effektive Hauptquantenzahl, δ_l der von der Bahndrehimpulsquantenzahl l abhängige Quantendefekt /28/ und R die Rydberg-Konstante. Die durch $\delta_l > 0$ beschriebene Absenkung der Energie beruht im wesentlichen auf dem Eindringen des äußeren Elektrons in den Ionenrumpf und ist daher für Zustände mit großer Exzentrizität, also kleinem l , maximal.

Eigenschaften von S-Zuständen des Wasserstoffatoms /29/				
Hauptquantenzahl n	1	40	60	
Bindungsenergie $\propto n^{-2}$	13,6	$9 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	eV
Durchmesser $\propto n^2$	1,6	2500	5700	Å
Lebensdauer $\propto n^3$		170	600	µs
$\lambda_{n \rightarrow (n-1)} \propto n^{-3}$	-	3	10	mm
$A_{n \rightarrow (n-1)} \propto n^{-5}$	-	10	1	s ⁻¹

Aufgrund des Bohr-Sommerfeldschen Korrespondenzprinzips können viele Eigenschaften der Rydberg-Atome mit Hilfe des klassischen Bildes der um den Ionenrumpf kreisenden Elektronen verstanden werden: Das Rydberg-Elektron bewegt sich in einem mittleren Abstand von der Ordnung $a_0 n^{*2}$ um den Kern, wobei a_0 den Bohrschen Radius bezeichnet. Das elektrische Dipolmatrixelement zwischen benachbarten Zuständen n und n' ist proportional dem Durchmesser des Atoms und daher von der Größe $q a_0 n^{*2}$. Dabei ist q die Elektronenladung. Während für das Wasserstoffatom exakte analytische Ausdrücke der Matrixelemente vorliegen /29/, muß bei den Alkali-Atomen die durch den Quantendefekt beschriebene Änderung der Wellenfunktion berücksichtigt werden. Für einen großen Wert der Hauptquantenzahl n läßt

sich bei Anwendung des Korrespondenzprinzips ein empirischer Ausdruck für dieses Matrixelement angeben /30-32/.

Rydberg-Atome mit kleiner (großer) Drehimpulsquantenzahl besitzen eine lange natürliche Lebensdauer proportional zu n^3 (n^5). Die Energiedifferenz benachbarter Zustände skaliert wie n^{-3} . Daher zeigt sich, daß die durch den Einsteinschen A-Koeffizienten beschriebene spontane Übergangsrate proportional zu n^{-5} ist. Die Lebensdauer des Rydberg-Zustandes wird daher durch den Übergang des Atoms in einen stark gebundenen Zustand unter Emission eines optischen Photons bestimmt. Allerdings ist der Überlapp der Wellenfunktionen hier sehr klein, so daß die Besetzung eines Rydberg-Zustandes über außerordentlich lange Zeit aufrechterhalten werden kann. In diesem Fall hat man jedoch darauf zu achten, daß nicht wegen der großen Matrixelemente zwischen benachbarten Zuständen die thermische Strahlung bei Zimmertemperatur Übergänge induziert. In dünnen Atomstrahlen führt bei geringem Druck des Hintergrundgases ($< 10^{-5}$ mbar) dieser Effekt zu einer schnelleren Bevölkerungsumverteilung als die Stöße der Rydberg-Atome mit anderen Atomen oder Molekülen /33,34/.

II.1 Wechselwirkung von Rydberg-Atomen mit der Strahlung eines schwarzen Körpers

Der ungewöhnlich große Wert des Dipolmatrixelementes zwischen benachbarten Rydberg-Zuständen hat zur Folge, daß schon eine kleine Strahlungsleistung im Mikrowellenbereich Übergänge induziert. Wegen der langen Lebensdauer der Zustände ist die entsprechende Sättigungsleistungsdichte proportional zu n^{-10} . So bewirkt die schwarze Strahlung eines Körpers der Temperatur T eine effiziente Bevölkerungsumverteilung zwischen nahe beieinander liegenden Rydberg-Zuständen innerhalb weniger Mikrosekunden /34-46,50/. Dies geschieht bei niedrigen Frequenzen (Rayleigh-Jeans-Bereich) mit einer Rate proportional zu $T \cdot n^{-2}$ /47/. Das Verhältnis von induzierter zu spontaner Übergangsrate ist damit jedoch proportional zu n^3 , so daß bei gegebener Temperatur ein n existiert, oberhalb dessen die durch die schwarze Strahlung induzierten Übergänge schneller erfolgen als die spontane Emission.

Die große Empfindlichkeit von Rydberg-Atomen gegenüber Strahlung macht diese Atome für die Entwicklung eines Mikrowellendetektors attraktiv. Im folgenden soll ein solcher Strahlungsempfänger beschrieben werden.

II.2 Der Rydberg-Mikrowellendetektor: Experimenteller Aufbau, Messungen und Ergebnisse

Eine der interessantesten praktischen Anwendungen von Rydberg-Atomen ist sicherlich die, sie zum empfindlichen Nachweis von Mikrowellenstrahlung zu benutzen /48-51/. Dazu wird mit Hilfe eines Lasers ein Target von Rydberg-Atomen in einem Zustand mit der Hauptquantenzahl n präpariert. Dieses wird der nachzuweisenden Strahlung mit der Frequenz $\nu_{n,n'}$ ausgesetzt, die der Frequenz eines atomaren Übergangs zum höher liegenden Zustand n' gleicht. Der Absorption eines infraroten Photons entspricht dann - ähnlich einem Doppelresonanzexperiment /52/ - der Übergang eines Atoms in diesen Zustand n' . Durch Ionisation der Atome im Zustand n' , nicht aber der im tiefer liegenden Zustand n , können solche Übergänge nachgewiesen werden. Wird dazu ein elektrisches Feld verwendet, können durch geeignete Wahl der Feldstärke Atome in Zuständen mit verschiedener Hauptquantenzahl leicht unterschieden werden /34,53-56/. Mikrowellenphotonen mit kleiner Energie werden auf diese Weise einfach anhand der bei der Ionisation entstehenden Elektronen oder Ionen hoher Energie mit großer Nachweiswahrscheinlichkeit gezählt. Aufgrund der großen Polarisierbarkeit der Rydberg-Atome durch elektrische Felder proportional zu n^7 können die Übergangsfrequenzen zwischen den Rydberg-Zuständen schon durch kleine elektrische Felder beeinflusst werden. Deshalb hat ein solcher Photonendetektor im Mikrowellenbereich viele wünschenswerte Eigenschaften: Große Empfindlichkeit, hohe spektrale Auflösung und über einen kleinen Bereich kontinuierliche Durchstimmbarkeit /34/.

Der Nachweis schwacher Mikrowellenstrahlung bei 95 GHz (Wellenlänge 3 mm) wurde vor einiger Zeit demonstriert /50/. Dabei war jedoch die kleinste nachweisbare Strahlungsleistung durch die Intensitäts- und Frequenzfluktuationen der beiden zur Anregung der Rydberg-Atome verwendeten Farbstofflaser bestimmt. Ein weiterer Nachteil bei diesem Experiment war, daß die Beiträge verschiedener Rydberg-Zustände zum Feldionisationsstrom nicht getrennt gemessen werden konnten, so daß gleichzeitig viele Mikrowellenübergänge nachgewiesen wurden. Um weiterhin den großen tech-

nischen Aufwand zu vermeiden, der mit der Benutzung kontinuierlich emittierender, stabilisierter Farbstofflaser verbunden ist, und um den Detektor im Hinblick auf eine praktische Anwendung z.B. an einem Radioteleskop weiterzuentwickeln, muß eine neue, leicht handhabbare Methode zur Besetzung von Rydberg-Zuständen gefunden werden.

Ein solches Verfahren besteht in der Verwendung durchstimmbarer, bei Zimmertemperatur kontinuierlich betriebener Halbleiterlaser (siehe Anhang). Um die isotrope thermische Hintergrundstrahlung möglichst weitgehend zu reduzieren, werden die Rubidium-Rydberg-Atome in einer mit flüssigem Helium gekühlten Umgebung bei einer Temperatur von 4,3 K präpariert. Das ist in Bild 1 dargestellt /57/.

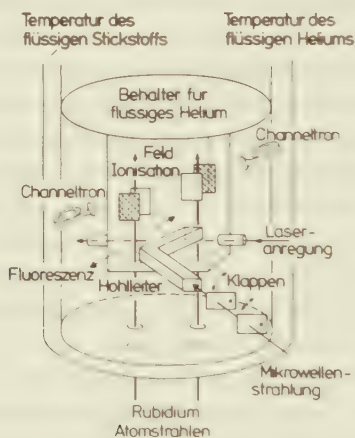


Bild 1: Experimenteller Aufbau des Rydberg-Mikrowellendetektors.

Der linke Atomstrahl dient der Frequenzstabilisierung des Lichtes der drei Halbleiterlaser, die zur Besetzung eines Rydberg-Zustandes in einem dreistufigen Anregungsschema gebraucht werden (Bild 2). Die Hyperfeinstrukturaufspaltung /58/ der angeregten Rubidiumzustände des Massenisotopes 85 wird wegen der geringen Kollimation des Atomstrahles (1:8) und der Linienbreite der verwendeten Laser von etwa 30 MHz nicht aufgelöst. Zwei GaAlAs-Laser (Leistung 3 mW) werden zur schrittweisen Anregung des $5^2D_{5/2}$ -Zustandes (Lebensdauer 266 ns /59,60/) verwendet. Etwa 13% aller Atome in diesem Niveau zerfallen über den $6^2P_{3/2}$ -Zustand (Lebensdauer 112 ns) unter Emission eines Photons der Wellenlänge 420 nm in den Grundzustand. Zur Stabilisierung der beiden Laser steht daher zum einen die

intensive Fluoreszenz der Atome auf der gesättigten Resonanzlinie und zum anderen eine blaue Linie in einem Wellenlängenbereich zur Verfügung, wo empfindliche Photodetektoren existieren. Der dritte InGaAsP-Laser (Leistung 1 mW) dient der Besetzung des Rydberg-Zustandes. Die Frequenz seines Lichtes wird mit Hilfe des Ionisationsstromes stabilisiert. Das dabei verwendete Verfahren ist im Anhang zusammen mit einem Experiment zum optischen Pumpen von Rubidiumatomen beschrieben.

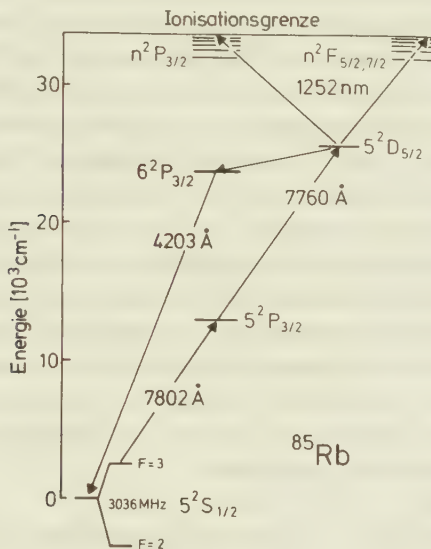


Bild 2: Stufenanregungsschema des Rubidiumatoms mit der Strahlung dreier Halbleiterlaser.

Der rechte Atomstrahl dient dem Studium der Wechselwirkung der Rydberg-Atome mit der Schwarzkörperstrahlung. Der Spalt, durch den die Rydberg-Atome in die kalte Umgebung gelangen, ist mit einem feinmaschigen Drahtnetz bedeckt. So wird die vom Atomstrahllofen emittierte Mikrowellenstrahlung von den Rydberg-Atomen ferngehalten, da deren Wellenlänge viel größer als die Maschenweite des Netzes von 0,2 mm ist [61]. Um Resonanzeffekte aufgrund der Modenstruktur des elektromagnetischen Feldes im Innern der kalten Umgebung auszuschließen, sind alle Wände mit einer Graphitschicht kleiner elektrischer Leitfähigkeit bedeckt. Nach Anregung der Atome in einen Rydberg-Zustand fliegen diese vor einem Hohlleiter vorbei, dessen anderes Ende durch zwei Klappen verschlossen werden kann. Davon

wird die innere mit flüssigem Helium, die äußere mit flüssigem Stickstoff gekühlt. So kann in den Hohlleiter durch Öffnen einer bzw. beider Klappen Strahlung mit einer Temperatur von 77 K bzw. 300 K gelangen. Strahlung von Zimmertemperatur wird von den Wänden des in Bild 1 nicht dargestellten Vakuumgehäuses emittiert.

Die durch Öffnen der Klappen induzierte Bevölkerungsumverteilung äußert sich als Änderung des Feldionisationsstromes. Dazu fliegen die Rydberg-Atome in das homogene elektrische Feld eines Plattenkondensators, dessen Stärke gerade ausreicht, ein Atom in einem gewünschten Zustand zu ionisieren (siehe Bild 9). Das entstehende Elektron gelangt durch ein mit einem Drahtnetz bedecktes Loch in der positiv gepolten Platte zum Detektor (Channeltron). Atome in einem niedrigeren Zustand werden wegen der kleinen Tunnelwahrscheinlichkeit /54/ gar nicht, solche in einem höheren bereits in dem inhomogenen Streufeld außerhalb des Kondensators ionisiert. Die dabei entstehenden Elektronen erreichen den Detektor nicht. Zunahme oder Abnahme des Feldionisationsstromes bedeutet, daß in der Wechselwirkungszone mit der Strahlung eine Umbesetzung in das betrachtete Niveau hinein oder aus ihm heraus stattgefunden hat. Dieses Verfahren hat gegenüber dem bei bisher durchgeführten Experimenten mit kontinuierlichen Lasern den Vorteil, daß die Bevölkerung eines einzigen Zustandes gezielt gemessen werden kann.

Bild 3 zeigt die Änderung des Feldionisationsstromes durch Öffnen und Schließen der Klappen bei einer Integrationszeit von 1 s. Dabei bevölkern die Laser den $40^2P_{3/2}$ -Zustand. Die thermische Strahlung induziert die mit einem Pfeil im linken Teil der Abbildung gekennzeichneten Übergänge zu höher liegenden Zuständen. Die entsprechenden Übergangsraten bei isotroper, unpolarisierter Strahlung sind in der folgenden Tabelle für zwei verschiedene Temperaturen aufgelistet. Die Übergangswahrscheinlichkeit zum Zustand $(n-2)d$ ist etwa um einen Faktor 100 kleiner als die zum Zustand ns und kann deshalb vernachlässigt werden /30-32/.

Übergangsrate:	77 K	300 K
$40P_{3/2} \rightarrow 43S_{1/2}$	28 s^{-1}	111 s^{-1}
$40P_{3/2} \rightarrow 42S_{1/2}$	62 s^{-1}	244 s^{-1}

Eine Besetzung des $41S_{1/2}$ -Niveaus aus dem $40P_{3/2}$ -Niveau heraus kann nicht nachgewiesen werden, da diese beiden Zustände bei gleicher Feldstärke ionisieren /55/. Der stärkste Übergang ist der zum $42S_{1/2}$ -Zustand bei 181 GHz (Wellenlänge 1,6 mm).

Durch Wahl einer geeigneten Spannung am Ionisationskondensator kann die Besetzung entweder des $43S_{1/2}$ - oder des $42S_{1/2}$ -Zustandes gemessen werden. Die beiden entsprechenden Signale sind im rechten Teil von Bild 3 für zwei verschiedene Strahlungstemperaturen dargestellt. Durch Öffnen der Klappen wächst die Bevölkerung der beiden oberhalb des $40P_{3/2}$ -Niveaus liegenden $S_{1/2}$ -Niveaus, da zusätzlich zur isotropen Hintergrundstrahlung von 4,3 K damit auch Strahlung einer höheren Temperatur die Atome durch den Hohlleiter erreicht. Dessen Abmessungen sind mit $8\text{ mm} \times 18\text{ mm}$ groß gegenüber der Wellenlänge der vom Atom absorbierten Photonen, so daß die Modenstruktur des Hohlleiters nicht berücksichtigt werden muß. Da die induzierte Übergangsrate für den 181 GHz-Übergang etwa um einen Faktor zwei größer ist als die des 289 GHz-Überganges, ist das Feldionisationssignal des $42S_{1/2}$ -Zustandes entsprechend um den gleichen Faktor größer als das des $43S_{1/2}$ -Zustandes.

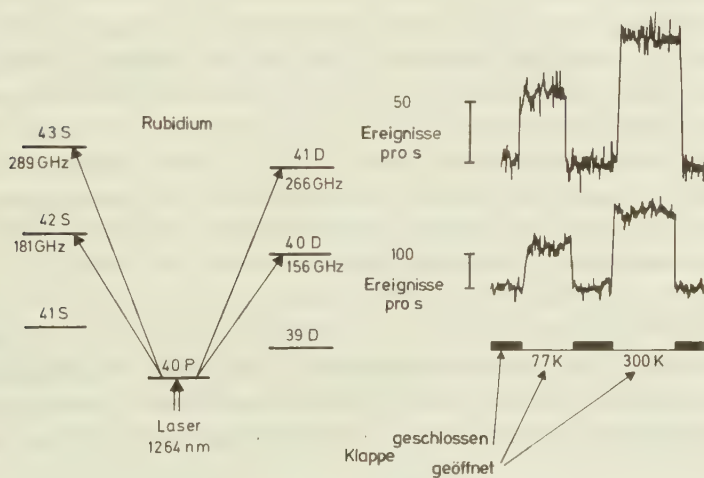


Bild 3: Niveauschema des Rubidium-Rydberg-Atoms (links) und die durch die Schwarzkörperstrahlung induzierte Änderung des Feldionisationsstromes (rechts).

Für kleine Frequenzen $\nu < kT/h$ ist die spektrale Energiedichte der Schwarzkörperstrahlung $q(\nu, T)$ proportional zur Temperatur T (Rayleigh-Jeans-Bereich). Bei 181 GHz ist dies für Temperaturen bis herab zu 77 K erfüllt. Um die von den Atomen absorbierte Strahlungsleistung zu berechnen, die bei geöffneten Klappen durch den Hohlleiter zum Atomstrahl gelangt, muß der entsprechende Raumwinkel $\Delta\Omega$ für die beiden verschiedenen Temperaturen betrachtet werden. Für die Strahlung von Zimmertemperatur ist dieser durch die Geometrie der Anordnung gegeben: $\Delta\Omega/4\pi = 4 \cdot 10^{-2}$. Ist die mit flüssigem Stickstoff gekühlte Klappe geschlossen, so ist der Öffnungswinkel der Strahlung mit einer Temperatur von 77 K um den Faktor drei größer, weil der Feldionisationsstrom auf den halben Wert zurückgeht: $\Delta\Omega/4\pi = 1,2 \cdot 10^{-1}$. Der Atomstrahl nimmt den halben Querschnitt des Hohlleiters ein. Bei einer Absorptionsbandbreite von etwa 25 kHz (natürliche Linienbreite des Übergangs 4 kHz, Durchflußzeitverbreiterung 11 kHz, Dopplerbreite 10 kHz /53/) und einer Strahlungstemperatur von 77 K absorbieren die Atome damit $2 \cdot 10^{-15}$ W bei 181 GHz. Verluste im Innern des 7 cm langen Hohlleiters sind vernachlässigt.

Die Größe des Signals bei 77 K entspricht einer Erhöhung der Zahl der nachgewiesenen Atome im $42S_{1/2}$ -Zustand um 120 s^{-1} . Dieses befindet sich auf einem etwa vier mal so großen Untergrund, der hauptsächlich durch die Wechselwirkung der Rydberg-Atome mit der isotropen Hintergrundstrahlung einer Temperatur von 4,3 K entsteht. Die Schwankungen des Feldionisationssignales werden durch die Fluktuationen in der Zahl der nachgewiesenen Rydberg-Atome von etwa 30 s^{-1} hervorgerufen. Ein Wert von 25 s^{-1} ergibt sich schon allein aufgrund der Poissonstatistik der Zählrate. Daher ist das Rauschen dieses Detektors im wesentlichen durch die begrenzte Zahl von nachgewiesenen Rydberg-Atomen bestimmt.

Bei einer Ausgangsbandbreite von 1 Hz ergibt sich somit für die dem Eigenrauschen des Mikrowellenempfängers äquivalente Strahlungsleistung bei 181 GHz der Wert von $5 \cdot 10^{-16} \text{ W/Hz}^{1/2}$. Das dieser Leistung entsprechende Signal ist um einen Faktor vier kleiner als das bei 77 K in Bild 3.

Durch Erhöhung der Dichte der Rydberg-Atome könnte diese Leistung weiter erniedrigt werden, da das Rydberg-Medium nicht optisch dicht für diese Strahlungsleistung ist: Bei einer Frequenz von 181 GHz induziert ein Fluß von $4 \cdot 10^6$ Photonen/s eine gerade noch beobachtbare Änderung des Feldionisationsstromes. Da etwa 10^{12} Atome/s durch die drei Laserstrahlen

fliegen /61/ und dabei ausgehend vom $5^2D_{5/2}$ -Zustand nur 1% aller Atome in den $40^2P_{3/2}$ -Rydberg-Zustand angeregt werden (Oszillatorenstärke aus /59/), können selbst bei vollständiger Sättigung der ersten beiden Anregungsschritte nicht mehr als $3 \cdot 10^9$ Rydberg-Atome/s präpariert werden. Dabei sind als optimistische Annahme optische Pumpprozesse jeglicher Art vernachlässigt. Die Übergangsrate vom $40P_{3/2}$ - in den $42S_{1/2}$ -Zustand beträgt während der Wechselwirkungszeit von $30\mu s$ etwa $0,5 \cdot 1,2 \cdot 10^{-1} \cdot 15 s^{-1}$, so daß höchstens 2% aller Mikrowellenphotonen absorbiert werden.

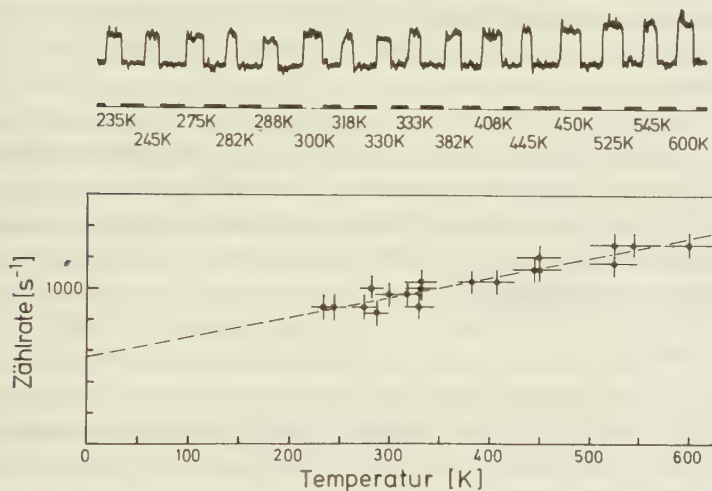


Bild 4: Änderung des Feldionisationsstromes in Abhängigkeit von der Temperatur der Schwarzkörperstrahlung.

Zum Studium der Temperaturabhängigkeit der Übergangsrate wird die äußere Klappe durch einen Hohlraum ersetzt, in dem ein Widerstandsdraht eine Strahlung variabler Temperatur erzeugt. Dieser besitzt ein kleines Loch von 7 mm Durchmesser gegenüber der mit flüssigem Helium gekühlten Klappe; der entsprechende Raumwinkel für die bei geöffneter Klappe den Hohlleiter erreichende Schwarzkörperstrahlung beträgt $\Delta\Omega/4\pi = 1,8 \cdot 10^{-2}$. In Bild 4 ist die Änderung des Ionisationsstromes des $42S_{1/2}$ -Zustandes durch Öffnen und Schließen der Klappe bei verschiedenen Temperaturen des Drahtes gezeigt. Trägt man die Signaländerung gegen diese Temperatur auf, so schneidet die Ausgleichsgerade die Ordinatenachse in einem Punkt, der durch die Strahlung der Umgebung des Loches von 77 K bestimmt ist. Diese

gelangt aus einem um den Faktor sechs größeren Raumwinkel in den Hohlleiter und ist deshalb im dargestellten Temperaturbereich etwa für die Hälfte der Signaländerung verantwortlich. Erwartungsgemäß ist die Steigung der Geraden proportional zur Temperatur.

Die dem Rauschen äquivalente Strahlungsleistung läßt sich auch dem Bild 4 entnehmen: Aufgrund der Streuung der Meßpunkte kann eine signifikante Änderung des Feldionisationsstromes nur beobachtet werden, wenn die Temperatur der Hohlraumstrahlung um mindestens 100 K variiert wird. Dem entspricht eine Leistungsänderung von $4 \cdot 10^{-16}$ W bei 181 GHz – ein Wert, der mit dem oben angegebenen in guter Übereinstimmung steht.

In der Radioastronomie werden aus Regionen einfach ionisierten Wasserstoffs Übergänge zwischen Rydberg-Zuständen des atomaren Wasserstoffs beobachtet, die auf Rekombinationsprozesse zurückzuführen sind. In diesem Zusammenhang ist der Einsatz des Rydberg-Mikrowellendetektors besonders für hochauflösende Messungen, zum Beispiel zur Untersuchung der Linienform von Radiolinien, denkbar.

Mehr als 10^6 Mikrowellenphotonen sind hier nötig, um eine Signaländerung hervorzurufen. Im folgenden wird ein Experiment beschrieben, bei dem das Rydberg-Atom mit nur einigen wenigen Lichtquanten in Wechselwirkung steht. Zunächst sollen einige grundlegende Tatsachen dazu zusammengestellt werden.

III. Strahlungseigenschaften von Rydberg-Atomen in einem resonanten Hohlraum

Zu den meistgeliebten physikalischen Systemen gehören sicherlich der harmonische Oszillator und das Zwei-Niveau-Atom. Das Jaynes-Cummings-Modell beschreibt die Kopplung dieser beiden Systeme in einer vollständig quantenmechanischen Formulierung. Es ist damit ein einfaches realistisches Modell zur Erklärung der Wechselwirkung von Materie mit einer einzelnen Mode des elektromagnetischen Strahlungsfeldes. In der Dipolnäherung beschreibt es eine Situation, in der die Absorption oder Emission eines Strahlungsquants mit dem Übergang des Atoms in den oberen oder unteren Zustand verknüpft ist.

Zur experimentellen Realisierung eines Strahlungsfeldes, welches sich durch eine einzige Mode charakterisieren läßt, wird ein Resonator verwendet. Es sollen deshalb im folgenden die Strahlungseigenschaften eines einzelnen Atoms in einem resonanten Hohlraum betrachtet werden.

III.1 Ein einzelnes Atom in einem Resonator

Der spontane Zerfall eines angeregten atomaren Zustandes kann gewöhnlich durch Fermis goldene Regel beschrieben werden. Sie liefert für diesen Prozeß eine Rate proportional zur spektralen Modendichte des elektromagnetischen Feldes in der Nähe der Übergangsfrequenz ω . Im freien Raum beträgt diese $\varrho(\omega) = \omega^2/3\pi^2c^3$. Steht das Atom in Wechselwirkung mit einer einzelnen Mode eines resonanten Hohlraumes mit Gütefaktor Q und Volumen V , so ist die spektrale Modendichte /9/

$$(2) \quad \varrho(\omega) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{Q}{\omega} \cdot \frac{1}{V} \quad .$$

Da ein Resonator mit hinreichend großen Abmessungen die Wellenfunktion des Atoms nicht beeinflußt, folgt für das Verhältnis der atomaren Zerfallsrate im Hohlraum Γ_{Res} zu der im freien Raum Γ_{frei} :

$$(3) \quad \frac{\Gamma_{\text{Res}}}{\Gamma_{\text{frei}}} = \frac{3}{4\pi^2} \cdot Q \cdot \frac{\lambda^3}{V}$$

Die Rate für einen spontanen Übergang wird um einen Faktor Q vergrößert, wenn sich das Atom in einem Resonator befindet, dessen lineare Abmessungen der Wellenlänge des bei dem Übergang emittierten Photons entsprechen /8/. Die Emission des Photons muß dabei in die Grundmode des Hohlraumes erfolgen. Der Einfluß der Resonatorwände auf das Atom ist verständlich, wenn diese durch die Q Spiegelladungen des atomaren Dipols ersetzt werden. Da der Hohlraum mit dem atomaren Übergang in Resonanz steht, schwingen die Bilddipole in Phase mit dem atomaren Dipol. Die Energie eines solchen Systems von Q Oszillatoren wird um den Faktor Q schneller abgestrahlt als die eines einzelnen Dipols.

Umgekehrt wird die spontane Übergangsrate unterdrückt, wenn sich das Atom in einem Resonator befindet, der gegenüber der Übergangsfrequenz verstimmt ist /9,10/. Sowohl die Erhöhung /63,1/ als auch die Erniedrigung /64-66/ der spontanen Übergangsrate ist kürzlich beobachtet worden.

Bei der spontanen Emission eines Photons im freien Raum ist das Atom direkt mit einem Kontinuum von Strahlungsmoden gekoppelt. Die Breite des Frequenzspektrums Γ_{frei} der emittierten Strahlung wird dabei durch die natürliche Lebensdauer der atomaren Niveaus bestimmt und ist damit um viele Größenordnungen kleiner als die Übergangsfrequenz ω . Weisskopf und Wigner sind deshalb von der realistischen Näherung ausgegangen, daß die spektrale Modendichte des Feldes in dem Frequenzintervall Γ_{frei} um ω von der Frequenz der Strahlung unabhängig ist. So konnten sie eine Formel für den exponentiellen Intensitätsverlauf der Emissionslinie eines Atoms angeben /67/. In einem resonanten Hohlraum ist das strahlende Atom an eine einzelne diskrete Resonatormode gekoppelt. Aufgrund der endlichen Hohlraumgüte kann diese jedoch durch eine Superposition von vielen Moden über einen Frequenzbereich $\Delta\omega = \omega/Q$ beschrieben werden. In diesem Bild steht das Atom direkt mit einem Strahlungskontinuum der Breite $\Delta\omega$ in Wechselwirkung. Die Weisskopf-Wigner-Näherung bleibt bei kleiner Güte Q ($\Delta\omega \gg \Gamma_{\text{Res}}$) gültig, so daß die Erhöhung der spektralen Modendichte zu einer Erhöhung der spontanen Emissionsrate gemäß Gleichung (3) führt.

Bei großer Güte Q ($\Delta\omega \ll \Gamma_{\text{Res}}$) wechselwirkt das Atom jedoch nicht mehr mit einem Kontinuum von Strahlungsmoden frequenzunabhängiger spektraler Dichte im Intervall Γ_{Res} . Ein solches System, bei dem ein Zwei-Niveau-Atom mit einer einzigen Hohlraummode vernachlässigbarer Dämpfung in Resonanz steht, wird nun studiert.

III.2 Das Modell von Jaynes und Cummings :

Ein einzelnes Atom in Wechselwirkung mit einer einzigen resonanten Mode des elektromagnetischen Feldes

Ein Zwei-Niveau-Atom in resonanter Wechselwirkung mit einer Mode des Strahlungsfeldes wird durch den Jaynes-Cummings-Hamiltonoperator /4/

$$(4) \quad H = \hbar\omega|e\rangle\langle e| + \hbar\omega[a^\dagger a + 1/2] + pE(r)[|g\rangle\langle e|a^\dagger + |e\rangle\langle g|a]$$

charakterisiert. Das Atom besitzt einen angeregten Zustand $|e\rangle$ im Abstand $\hbar\omega$ vom Grundzustand $|g\rangle$ und ein elektrisches Dipolmatrixelement $p = \langle e|qr|g\rangle$. Das Strahlungsfeld mit Fock-Eigenzuständen $|n\rangle$ wird beschrieben durch Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, $a^\dagger$ und a , mit $[a, a^\dagger] = 1$ und hat innerhalb des Modenvolumens V eine Amplitudenverteilung

$$(5) \quad E(r) = (\hbar\omega/2\varepsilon_0 V)^{1/2} \cdot u(r) \quad ,$$

wobei

$$(6) \quad \int u^2(r) \, dV = V \quad .$$

Im Wechselwirkungsoperator sind dabei die Summanden $|g\rangle\langle e|a$ und $a^\dagger|e\rangle\langle g|$ vernachlässigt. In dieser sogenannten "Rotating-Wave-Approximation" /6/ - der Name stammt aus der Spinresonanz - bleibt nach Entfernung der gegensinnig rotierenden Terme in einem sich mit der Frequenz ω drehenden Koordinatensystem nur die kleine Bloch-Siegert-Verschiebung der Resonanzfrequenz unberücksichtigt /68/. Diese Näherung ist gut, solange die Rabi-Frequenz klein gegenüber der Übergangsfrequenz ist.

Die Dipolwechselwirkung hebt die Entartung der Produktzustände $|e, n\rangle$ und $|g, n+1\rangle$ auf, so daß die Eigenzustände des Systems in der Form

$$(7) \quad |\pm, n\rangle = 2^{-1/2} \cdot [|e, n\rangle \pm |g, n+1\rangle]$$

mit den entsprechenden Eigenenergien

$$(8) \quad E_{\pm, n} = \hbar\omega(n+3/2) \pm \hbar\Omega\sqrt{n+1}$$

vorliegen. Dabei ist

(9)

$$\Omega = pE(r)/\hbar$$

ein charakteristisches Maß für die dynamische Entwicklung des Systems. Wird dieses anfangs so präpariert, daß sich das Atom im angeregten Zustand $|e\rangle$ befindet und das Feld durch die Dichtematrix $\varrho = \sum_n p(n) |n\rangle\langle n|$ beschrieben wird, so trifft man das Atom zur späteren Zeit t mit der Wahrscheinlichkeit

(10)

$$P_e(t) = (1/2) \cdot \sum_n p(n) [1 + \cos(2\Omega\sqrt{n+1} \cdot t)]$$

im oberen Zustand an. Im folgenden soll diese Summe für verschiedene Photonenzahlverteilungen $p(n)$ näher betrachtet werden. Der oszillatorische Charakter der Besetzungswahrscheinlichkeit $P_e(t)$ kann dabei als eine Art Quanteninterferenzeffekt gedeutet werden /69/.

III.2.1 Fock-Zustand

Ein Fock-Zustand wird durch eine feste Photonenzahl charakterisiert, so daß von allen Summanden in Gleichung (10) nur einer mit einem von Null verschiedenen Wichtungsfaktor versehen ist. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der beiden Zustände des Atoms oszilliert infolge von Emission und Absorption eines Photons mit der Rabi-Frequenz $\omega(n) = 2\Omega\sqrt{n+1}$. Dabei wird die Energie des Systems periodisch zwischen dem Atom und der Mode des elektromagnetischen Feldes ausgetauscht. Dies geschieht sogar bei Abwesenheit eines Strahlungsfeldes ($n = 0$). Das ist in Bild 6 dargestellt.

Es ist interessant, daß die aus einer semiklassischen Behandlung des Systems bekannte harmonische Rabi-Oszillation, bei der ein Zwei-Niveau-Atom mit einer monochromatischen Welle wohl definierter Phase und Amplitude wechselwirkt, hier in dem Fall auftritt, wo das Feld durch einen Fock-Zustand bekannter Photonenzahl beschrieben wird /5,17/. Es soll deshalb nun der Einfluß eines kohärenten Feldes auf die Dynamik des Atoms dargestellt werden.

III.2.2 Kohärentes Feld

Befindet sich das Feld anfangs in einem kohärenten Zustand $|70,5\rangle$ mit mittlerer Photonenzahl $\langle n \rangle$, so ist

$$(11) \quad p(n) = \exp(-\langle n \rangle) \cdot \langle n \rangle^n / n! \quad .$$

Die Wahrscheinlichkeit $P_E(t)$ ist für verschiedene Werte von $\langle n \rangle$ in Bild 5 gezeigt. Mit wachsender mittlerer Photonenzahl wird zum einen die Rabi-Frequenz erhöht, zum anderen vergrößert sich der Bereich der Wechselwirkungszeit, in dem die Besetzung der beiden Zustände zeitunabhängig ist. Interessanterweise verschwindet hier die Rabi-Oszillation, obwohl das physikalische System keinerlei Dämpfungsmechanismen enthält.

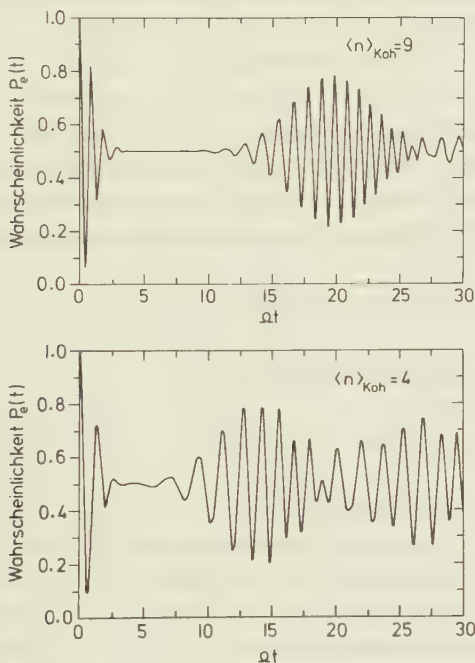


Bild 5: Wahrscheinlichkeit $P_E(t)$ in einem kohärenten Feld mit unterschiedlicher Photonenzahl.

Der Kollaps läßt sich anschaulich verstehen: Die Inversion ist durch eine unendliche Reihe von Summanden gegeben, von denen jeder Rabi-Oszillati-

onen des Atoms in einem Feld von n Photonen beschreibt. Anfangs sind alle diese Oszillationen korreliert, weil das System in einem definierten Zustand präpariert wurde. Da alle Terme der Gleichung (10) mit verschiedenen Winkelfrequenzen $\omega(n) = 2\Omega\sqrt{n+1}$ oszillieren, laufen deren Phasen in der Kollapszeit T_C so weit auseinander, daß sie über das Intervall $[0, 2\pi]$ verteilt sind. Für eine Poissonverteilung der Photonenzahl liegen die wichtigsten Terme der Summe (10) in der Nähe von $n = \langle n \rangle$, ihre Anzahl beträgt $\sqrt{n}$. Für $\langle n \rangle \gg 1$ gilt deshalb die Abschätzung

$$(12) \quad \omega(\langle n \rangle + 1) \cdot T_C - \omega(\langle n \rangle) \cdot T_C \approx 2\pi / \sqrt{\langle n \rangle} \quad ,$$

woraus man

$$(13a) \quad \Omega \cdot T_C \approx 2\pi$$

ableitet. Eine etwas genauere Rechnung liefert den kleineren Wert /12/

$$(13b) \quad \Omega \cdot T_C \approx \sqrt{2} \quad .$$

Diese Zeit ist unabhängig von der mittleren Photonenzahl und typisch für ein kohärentes Feld. Ähnlich läßt sich das erneute Aufleben der Rabi-Oszillation ("Revival") zur späteren Zeit T_R erklären: Dann sind nämlich die einzelnen Terme von Gleichung (10) alle wieder in Phase und es gilt

$$(14) \quad \omega(\langle n \rangle + 1) \cdot T_R - \omega(\langle n \rangle) \cdot T_R \approx 2\pi \quad .$$

Für die "Revival"-Zeit T_R erhält man also

$$(15) \quad \Omega \cdot T_R \approx 2\pi\sqrt{\langle n \rangle} \quad .$$

Sie vergrößert sich mit wachsender mittlerer Photonenzahl $\langle n \rangle$, da immer mehr Summanden mit gleicher Phase vorhanden sein müssen. Es ist klar, daß die gleichen Überlegungen auch für Zeiten $t > T_R$ gelten. Insbesondere wird es zu einer Zeit, die einem ganzzahligen Vielfachen von T_R entspricht, ein Aufleben der Rabi-Oszillation geben.

Die Existenz eines "Revivals" hat seinen Ursprung in der diskreten Natur der Photonenzahlverteilung $p(n)$ und läßt sich deshalb nur bei einer quantenmechanischen Beschreibung des Strahlungsfeldes erklären.

III.2.3 Thermisches Feld

In jedem Hohlraum existiert bei nicht verschwindender Temperatur ein thermisches Strahlungsfeld. Dieses hat eine Photonenzahlverteilung

$$(16) \quad p(n) = \langle n \rangle^n / (\langle n \rangle + 1)^{n+1} \quad ,$$

wobei die mittlere Photonenzahl $\langle n \rangle$ über die Plancksche Formel

$$(17) \quad \langle n \rangle = [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}$$

mit der Temperatur T und der Frequenz ν der Hohlraummode gekoppelt ist. Der Einfluß eines resonanten thermischen Feldes auf ein Atom, welches im angeregten Zustand in einen solchen Hohlraum hineinfliegt, ist in Bild 6 für verschiedene Temperaturen T dargestellt. Kollaps und Revival sind hier wegen der breiten thermischen Photonenzahlverteilung des inkohärenten Feldes nur noch ansatzweise zu beobachten [21/. Darüber hinaus beeinflusst die mittlere Photonenzahl $\langle n \rangle$ die Frequenz der Rabi-Schwingung nur unwesentlich, da die wichtigsten Summanden von Gleichung (10) unabhängig von $\langle n \rangle$ in der Nähe von $n = 0$ liegen. Die mit wachsendem $\langle n \rangle$ größer werdende Anzahl von wichtigen Termen bewirkt nur eine Abnahme der Amplitude der Rabi-Oszillation.

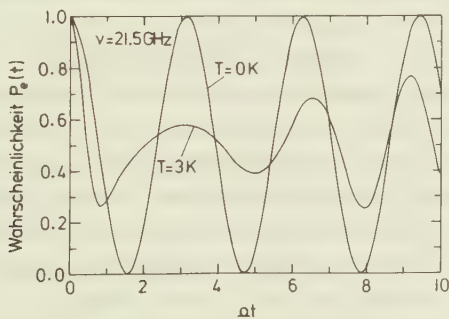


Bild 6: Wahrscheinlichkeit $P_e(t)$ in einem thermischen Feld. Der Temperatur $T = 0$ entspricht $\langle n \rangle = 0$.

Im Experiment ist die Realisierung eines thermischen Feldes auf natürliche Weise gegeben. Im folgenden soll geklärt werden, welche zusätzlichen Forderungen an den Experimentator gestellt werden, um die Voraussetzungen des Jaynes-Cummings-Modells zu erfüllen.

III.3 Theoretische Betrachtungen zum experimentellen Aufbau

Um die vom Jaynes-Cummings-Modell vorhergesagten Phänomene zu beobachten, muß sich ein Atom mit zwei Energieniveaus in einem Resonator befinden, in dem nur eine einzige Mode des elektromagnetischen Feldes in Resonanz mit dem Atom steht. Im optischen Spektralbereich ist wegen der kurzen Wellenlänge des Lichtes der Bau eines entsprechend kleinen Resonators unmöglich, so daß deshalb zur Realisierung eines "Hohlraumes" in der Regel nur ein offener Fabry-Perot Resonator zur Verfügung steht. Dann muß jedoch die Kopplung des Atoms an transversale Moden, deren Wellenvektor senkrecht zur Resonatorachse gerichtet ist, berücksichtigt werden. Erst im Mikrowellenbereich können hinreichend große Resonatoren hergestellt werden, die in ihrer Grundmode schwingen. Da die Übergangsfrequenz zwischen hochliegenden atomaren Zuständen umso kleiner wird, je größer die Hauptquantenzahl ist, bietet sich dem Experimentator ein Rydberg-Atom als das mit dem Hohlraum in Resonanz stehende Medium an.

Einzelne Rydberg-Atome können dann wegen der großen Effizienz der Feld-ionisationsmethode mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit gezählt werden. Wegen der langen Lebensdauer der Rydberg-Zustände wird außerdem in hinreichend guter Näherung ein Zwei-Niveau-Atom präpariert.

Aufgrund der großen Matrixelemente zwischen benachbarten Rydberg-Zuständen kommt man zusätzlich in den Genuß der starken Kopplung des Atoms mit der Strahlung. In der Gegend von $n = 60$ z.B. entspricht der Übergangsfrequenz zwischen benachbarten Zuständen eine Wellenlänge von etwa 1 cm. Bei einem Dipolmatrixelement von $3600 \cdot q a_0$ und einem Resonatorvolumen von 10 cm^3 ist somit die Kopplung eines Atoms mit einem Photon von der Größe $\Omega = 5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Diese ist damit viel größer als die durch die Lebensdauer des Zustandes bestimmte Zerfallskonstante γ des Zustandes von etwa $\gamma = 10^3 \text{ s}^{-1}$. Im gleichen Resonator hätte ein Photon bei einem optischen Übergang zwischen Zuständen kleiner Hauptquantenzahl $\Omega = 2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, klein gegenüber $\gamma = 10^8 \text{ s}^{-1}$. Deshalb sind zum Studium kohärenter Effekte bei Rydberg-Atomen schon kleine Photonenzahlen der Größenordnung eins ausreichend, während man bei "normalen" Atomen ein intensives Laserfeld braucht. Dort reicht dann zur Beschreibung der Wechselwirkung in der Regel die semiklassische Betrachtungsweise aus.

Um mehrere Rabi-Oszillationen in einem mit einem thermischen Feld angeregten Hohlraum studieren zu können, muß die Beobachtungszeit kurz gegenüber der Speicherzeit T_S des Photons sein. Sonst wäre die Dämpfung des Systems so groß, daß das elektromagnetische Feld nicht mehr durch eine einzige Mode beschrieben werden kann: Für $\Omega \cdot T_S \ll 1$ wird der Zerfall des atomaren Zustandes durch die Weisskopf-Wigner-Theorie mit einer erhöhten spontanen Übergangsrate erklärt. Zur Erfüllung der Bedingung $\Omega \cdot T_S \gg 1$ - das entspricht $\Delta\omega \ll \Gamma_{\text{Res}}$ - darf die Speicherzeit nicht kleiner als $T_S = 10^{-3}$ s sein. Bei einer Resonanzfrequenz ν von etwa $\nu = 30$ GHz ist deshalb eine Resonatorgüte $Q = 10^8$ erforderlich ($Q = 2\pi\nu \cdot T_S$).

Ein solch hoher Wert für den Gütefaktor kann nur mit einem supraleitenden Resonator erreicht werden. Dieser muß dazu auf eine Temperatur von einigen Kelvin abgekühlt werden. Dabei wird gleichzeitig das thermische Feld im Hohlraum stark reduziert, so daß die durch die Schwarzkörper-Photonen induzierten Prozesse weitgehend ausgeschlossen sind und somit die Rabi-Oszillationen hinreichend große Amplitude besitzen.

Da Rydberg-Atome unter stoßfreien Bedingungen präpariert werden müssen, bietet sich ein Atomstrahlexperiment an, bei dem die Atome mit einer thermischen Geschwindigkeit v durch den Resonator hindurchfliegen. Kleine Werte von $v = 200$ m/s werden erreicht, wenn schwere Rubidiumatome bei niedriger Temperatur verdampft werden. Aufgrund der breiten Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Atome können allerdings keine Rabi-Oszillationen beobachtet werden, da bei der Mittelung über mehrere Ereignisse die verschiedenen Atome mit unterschiedlicher Geschwindigkeit durch den Resonator fliegen und diesen in verschiedenen Phasen der Oszillation verlassen. Die für das Experiment brauchbaren Atome müssen deshalb vor Eintritt in den Resonator mit Hilfe eines Geschwindigkeitsfilters schmaler Durchlaßbreite ausgewählt werden.

Die Länge des Hohlraumes von etwa 2 cm bestimmt die Wechselwirkungszeit des Atoms mit der Resonatormode zu etwa $100 \mu\text{s}$. Dies entspricht etwa zwei Rabi-Perioden. Die Diskussion ging davon aus, mehrere Rabi-Oszillationen zu beobachten. Damit schließt sich der Kreis, so daß nun der experimentelle Aufbau vorgestellt wird. Er gewährleistet, daß die Voraussetzungen des Jaynes-Cummings-Modells erfüllt sind. Das Ziel des Experimentes ist es daher, die zeitliche Oszillation der Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes zu beobachten.

III.4 Experimenteller Aufbau

III.4.1 Der Geschwindigkeitsselektor

Der Rubidium-Atomstrahl (Kollimationsverhältnis 1 : 2000) wird in einem Vakuumgefäß (Bild 7) bei einem Druck von 10^{-7} mbar in einem aus zwei Kammern bestehenden Ofen erzeugt. Dies gewährleistet für mehr als einhundert Stunden einen stabilen Atomstrahl. Eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Blende verhindert, daß Atome zum Resonator gelangen, ohne durch den Geschwindigkeitsselektor geflogen zu sein.

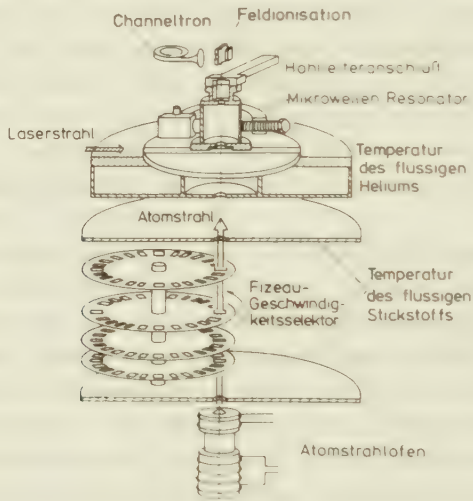


Bild 7: Experimenteller Aufbau des Ein-Atom-Masers mit Geschwindigkeitsselektion der Atome.

Dieser besteht in seiner einfachsten Version aus zwei mit konstanter Drehfrequenz rotierenden Scheiben, die jeweils am äußeren Rand mit einem radialen Schlitz versehen und auf einer gemeinsamen Achse fest verdrillt montiert sind. Längs dieser Achse fliegende Atome können beide Schlitze nur mit einer Geschwindigkeit passieren, die durch die Rotationsfrequenz und die Verdrillung vorgegeben wird. Die Breite des durchgelassenen Geschwindigkeitsbereiches ist bei fester Schlitzbreite über den Verdrillungswinkel einstellbar.

In dieser einfachen Anordnung ist jedoch die gesamte Transmission des Filters äußerst niedrig. Beide Scheiben werden deshalb vielfach geschlitzt und die dadurch entstehenden Nebendurchlässigkeiten durch zusätzlich auf der Achse geeignet angebrachte Scheiben unterdrückt /71/. Ein solcher Fizeauscher Geschwindigkeitsselektor mit 9 Scheiben und einer Transmission von 50% bei der Sollgeschwindigkeit liefert im Experiment einen Atomstrahl mit einer Geschwindigkeitsauflösung von 4%. Jede Scheibe besitzt 1486 Schlitze mit einer Breite von 0,2 mm.

III.4.2 Anregung und Nachweis der Rydberg-Atome

Die Atome fliegen in den mit flüssigem Helium gekühlten Teil des Kryostaten durch eine Blende von 0,5 mm Durchmesser. Durch Absenken des Dampfdruckes über dem Heliumvorratsbehälter kann dort eine Temperatur zwischen 4,3 K und 2 K eingestellt werden. Erst hier werden die Rydberg-Atome präpariert, damit nicht durch den Einfluß der Schwarzkörperstrahlung eine Besetzungsumverteilung stattfindet, kurz bevor die Atome in den Resonator gelangen.

Zur Anregung der Rydberg-Atome (Bild 8) dient ein kontinuierlich emittierender Farbstoffringlaser (Coherent 699) mit einer Leistung von 1100 mW bei 594 nm. Dessen Wellenlänge kann mit Hilfe eines Lambdameters /72/ und einer Jodabsorptionszelle /73/ genau eingestellt werden. In einem temperaturstabilisierten ADA-Kristall wird durch Frequenzverdopplung /74/ in einem einzigen Durchgang der Grundwelle etwa 200 μ W Licht bei 297 nm mit einer Linienbreite von 2 MHz erzeugt. Ein Prisma dient zur Trennung von sichtbarem und ultravioletterem Licht. Letzteres wird dazu benutzt, um die Rubidiumatome des Massenisotopes 85 direkt aus dem $5s^2S_{1/2}$ F=3-Grundzustand in den $63p^2P_{3/2}$ -Rydberg-Zustand anzuregen. Sowohl die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes (3036 MHz) als auch die Feinstrukturaufspaltung des Rydberg-Zustandes (396 MHz) ist groß genug, um diesen Übergang selektiv anregen zu können /75/.

Der Nachweis der Rydberg-Atome erfolgt auf die in Kapitel II.2 beschriebene Weise durch Feldionisation. Dabei wird die Spannung am Plattenkondensator so eingestellt, daß nur Rydberg-Atome im $63P_{3/2}$ -Zustand gezählt werden (Bild 9). Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Zustandes ist

bei einer Feldstärke von 25 V/cm um mehr als den Faktor 10 größer als die des nächst tiefer liegenden Zustandes. Übergänge vom $63P_{3/2}$ -Zustand in einen Zustand mit kleinerer Hauptquantenzahl zeigen sich deshalb als Abnahme des Feldionisationsstromes.

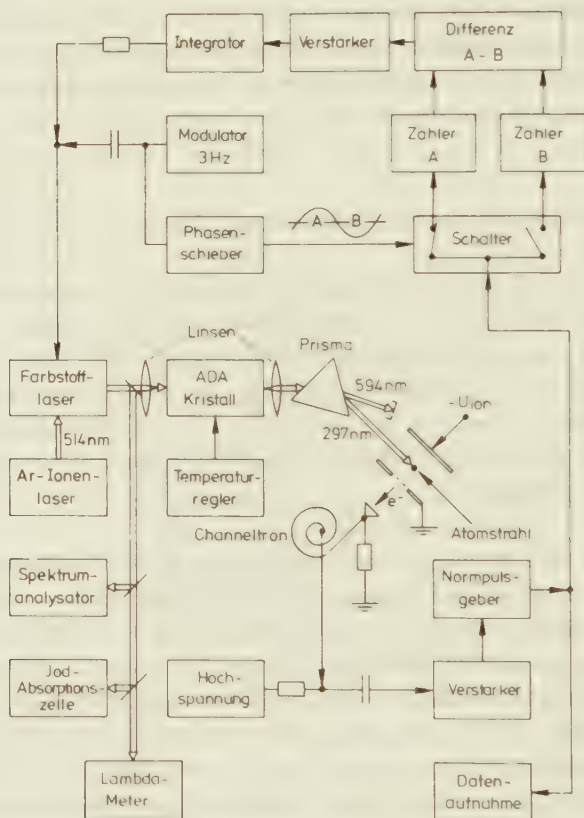


Bild 8: Anregungs- und Nachweisschema der Rydberg-Atome.

Um eine Verschiebung der Frequenz des anregenden Laserlichtes gegenüber der atomaren Resonanzlinie für die Dauer einer Messung zu verhindern, wird die Lichtfrequenz mit 3 Hz moduliert und die elektronischen Signale der nachgewiesenen Rydberg-Atome während des positiven (negativen) Modulationshubes dem Zähler A (B) zugeführt. Die über mehrere Modulationsperioden gemittelte Differenz der von den beiden Zählern gesammelten

Ereignisse ist ein Maß für die mittlere Abweichung der Laserfrequenz von der atomaren Resonanzlinie. Damit steht ein Korrektursignal zur Verfügung, welches gegebenenfalls die Laserfrequenz wieder auf den Sollwert zurückstellt.

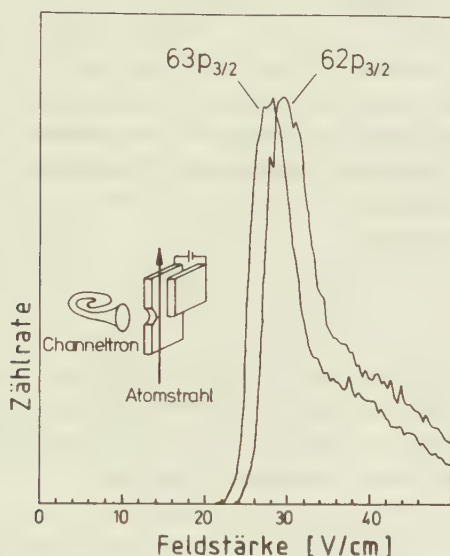


Bild 9: Nachweiswahrscheinlichkeit verschiedener Rydberg-Zustände mit der im Bild dargestellten Anordnung als Funktion der elektrischen Feldstärke.

III.4.3 Supraleitender Niobresonator

Im Gegensatz zum Gleichstromverhalten verschwinden bei hohen Wechselstromfrequenzen die elektrischen Verluste eines Supraleiters unterhalb der kritischen Temperatur T_C nicht sprunghaft /76,77/ (Niob: $T_C = 9,2$ K). Sie werden durch die bei $T > 0$ K teilweise aufgebrochenen Cooper-Paare verursacht. Diese angeregten Zustände des Supraleiters entsprechen den Leitungselektronen des normalleitenden Metalls und sind vom Grundzustand durch die BCS-Energielücke $2\Delta(T)$ getrennt /78/ (Niob: $\Delta(0)/h = 300$ GHz). Auf Grund der exponentiellen Energieabhängigkeit der Fermiverteilung ($kT \ll 90$ GHz für $T \ll 4.3$ K) werden die Absorptionsverluste von den Teil-

chen an der "Gap"-Kante bestimmt, wo ihre Zustandsdichte eine Wurzel singularität aufweist. Im Temperaturbereich $T < T_C/2$ wird daher bei fester Frequenz der Oberflächenwiderstand des Supraleiters durch

$$(18) \quad R(T) = R_{BCS}(T) + R_{res}$$

mit /79/

$$(19) \quad R_{BCS}(T) \propto \exp(-\Delta(T)/kT)/T$$

beschrieben, wenn R_{res} als ein temperaturunabhängiger Restwiderstand angenommen wird. $R(T)$ ist als integrales Maß für die Verlustleistung des Resonators über den modenabhängigen Geometriefaktor G_{mnp} mit der Hohlraumgüte $Q_{mnp}(T)$ verknüpft:

$$(20) \quad Q_{mnp}(T) = G_{mnp}/R(T) \quad .$$

G_{mnp} kann aus der Feldverteilung an der Oberfläche berechnet werden. Die in dieser Arbeit verwendete Resonatorfrequenz $\nu = 21,5$ GHz ist klein im Vergleich zur "Gap"-Frequenz von Niob, so daß durch die Anregung des Hohlraumes keine Cooper-Paare aufgebrochen werden.

In dem experimentell zugänglichen Temperaturbereich zwischen 4,3 K und 2 K kann der Restwiderstand ($R_{res} < 1$ n Ω) gegenüber R_{BCS} vernachlässigt werden. Für die TE_{121} -Mode ($G_{121} = 1011 \Omega$) wird eine Hohlraumgüte zwischen $2 \cdot 10^7$ und $8 \cdot 10^8$ erreicht. Diese Mode besitzt einige für das Experiment wünschenswerte Eigenschaften: Die Rydberg-Atome durchfliegen den zylindrischen Niobresonator entlang der Achse, auf der ein linear polarisiertes elektrisches Hochfrequenzfeld vorliegen soll. Das ist nur in TE_{1np} - und TM_{1np} -Moden der Fall. Die TE_{1np} -Moden sind den TM_{1np} -Moden aufgrund ihrer höheren Geometriefaktoren vorzuziehen /80,81/. Der Index n wird aus folgenden Gründen auf 2 festgelegt: Für die TE_{1np} -Obermoden mit $n > 2$ führt das große Resonatorvolumen gemäß den Gleichungen (5) und (9) zu einer nur schwachen Ankopplung Q der Atome an das Strahlungsfeld, so daß die Rabi-Frequenz sehr klein wird (z.B. TE_{131} -Mode: $D = L = 77$ mm für $\nu = 21,5$ GHz). Die TE_{12p} -Moden zeichnen sich gegenüber den TE_{11p} -Moden durch einen erhöhten Geometriefaktor aus, der bei letzteren erst bei einem im Vergleich zur Länge L großen Durchmesser D des Resonators maximal wird. Angesichts einer möglichst langen Flugdauer der Atome durch den Hohlraum sollte L/D nicht zu klein sein. Der Index p erhält den Wert 1, da in der TE_{121} -Mode der relative Magnetfeldanteil auf dem Resonatormantel

größer als in TE_{12p} -Moden mit $p > 1$ ist. Damit ist eine größere Durchstimmbarkeit durch Zusammendrücken des Zylindermantels gegeben /82,83/. Unerwünscht wäre hier auch die Verwendung einer Mode mit einer ganzen Zahl von Wellenlängen des elektrischen Feldes auf der Resonatorachse (z.B.: $p = 2$): Stimmt die Resonatorfrequenz mit der Frequenz des atomaren Überganges überein, würde nach dem Pulsflächentheorem /6/ das Atom unabhängig von seiner Geschwindigkeit und der Stärke des Strahlungsfeldes den Hohlraum in dem Zustand verlassen, in dem es ihn betreten hat /84/. Der Resonator ist so dimensioniert, daß die Frequenz der TE_{121} -Mode einer atomaren Übergangsfrequenz vom $63P_{3/2}$ - zum $61D_{3/2}$ - bzw. zum $61D_{5/2}$ -Rydberg-Zustand bei 21,5 GHz entspricht ($L = 24$ mm, $V = 11,6$ cm³).

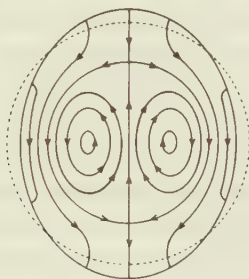


Bild 10: Dipolstruktur des elektrischen Feldes einer der beiden TE_{121} -Moden in dem elliptisch verformten Resonator. Die Polarisation der anderen Mode ist um 90° gedreht. Die Atome fliegen entlang der Achse des zylindrischen Resonators senkrecht zur Zeichenebene.

Die Dipolstruktur des elektrischen Hochfrequenzfeldes in einer Ebene senkrecht zum Atomstrahl ist in Bild 10 gezeigt. Die ebene Feldverteilung ist in einem idealen Resonator zweifach entartet. Die Entartung wird aufgehoben, indem die kreisförmige, dünne Zylinderwand mit Hilfe einer Schraube und eines piezoelektrischen Kristalls elastisch zu einer elliptischen Form verbogen wird (Bild 7). Dadurch wird die Polarisationsrichtung des Feldes festgelegt. Eine der beiden entarteten Moden wird dabei zu höheren Frequenzen verschoben, während die andere – orthogonal zu dieser polarisiert – zu niedrigeren Werten wandert. Der Abstand dieser beiden Moden beträgt im Experiment etwa 20 MHz. Die Mode mit der für das Experiment wichtigen Polarisationsrichtung ist über einen Hohlleiter mit einem Mikrowellentestsystem verbunden (Bild 7), so daß die Resonatoreigenschaften studiert werden können /85/. Über den piezoelektrischen Kristall steht ein Abstimm-

bereich von etwa 250 kHz zur Verfügung. Dieser wird stark eingeschränkt, wenn die Resonatorfrequenz über die Schraube um mehr als 15 MHz verändert wird. Deshalb muß für die beiden in dieser Arbeit untersuchten atomaren Übergänge jeweils ein eigener Resonator verwendet werden.

Zur Bestimmung der Hohlraumgüte dient ein freilaufender Gunn-Oszillator, dessen Frequenz innerhalb von 10 ms ein Band von etwa 30 kHz überdeckt. Liegt die Resonatorfrequenz innerhalb dieses Bandes, so wird der Resonator statistisch immer wieder einmal angeregt und mit Energie gefüllt. Springt der Sender auf eine benachbarte Frequenz, so emittiert der Hohlraum innerhalb der Schwingzeit T_S Mikrowellenstrahlung, die auf einer Detektordiode durch Überlagerung mit dem Meßsender ein niederfrequentes Schwebungssignal produziert. Dessen Dauer ist ein Maß für die Güte. Ferner kann die Resonanzfrequenz des Hohlraumes leicht auf etwa 10 kHz genau bestimmt werden.

Während der Messungen wird eine mit flüssigem Helium gekühlte Blende vor den Hohlleiter geschwenkt, der den Resonator mit dem Mikrowellentestsystem verbindet. So kann keine Strahlung von außen in den Resonator gelangen. Das thermische Feld im Innern wird deshalb wegen der kleinen Kollimationsblende des Atomstrahles von 0,5 mm Durchmesser nur durch die Temperatur seiner Wände bestimmt.

III.4.4 Niveauschema des Rydberg-Atoms

Durch leichte Verformung der Zylinderwand wird eine einzelne Resonatormode mit dem Rydberg-Atom in Resonanz gebracht. Der Aufbau wird dabei so eingerichtet, daß die Polarisationsrichtung der resonanten Mode parallel zu der des anregenden Laserstrahls liegt (Bild 7). Wird die Quantisierungsachse entlang dieser Richtung gelegt, so können sowohl vom Laserlicht als auch von der Mikrowelle nur Übergänge mit $\Delta m_j = 0$ induziert werden. Ausgehend vom $5S_{1/2}$ -Grundzustand werden deshalb nur $63P_{3/2}$ -Niveaus mit $|m_j| = 1/2$ angeregt. Das Resonatorfeld koppelt diese beiden Zustände nur an die $61D$ -Niveaus mit gleichem m_j . So sind jeweils zwei Unterzustände über ein Dipolmatrixelement gleicher Größe miteinander verknüpft. Ein Ausschnitt aus dem Niveauschema des Rubidiumatoms ist im Bild 11 dargestellt.

Während der Durchflugzeit der Atome durch den Resonator können spontane Umbesetzungen zu anderen Niveaus vernachlässigt werden. Die kleine Hyperfeinstrukturaufspaltung der Rydberg-Zustände kann im Experiment nicht aufgelöst werden. Ausgehend von stark gebundenen Zuständen kann diese anhand des $1/n^3$ -Gesetzes für den $63P_{3/2}$ -Zustand bzw. für die beiden $61D$ -Niveaus zu etwa 12 kHz bzw. 8 kHz abgeschätzt werden. Beim $61D_{5/2}$ -Zustand ist sie invertiert /57,86,24/. Vom Einfluß der Hyperfeinwechselwirkung soll in Kap. III.5.3 mehr gesagt werden.

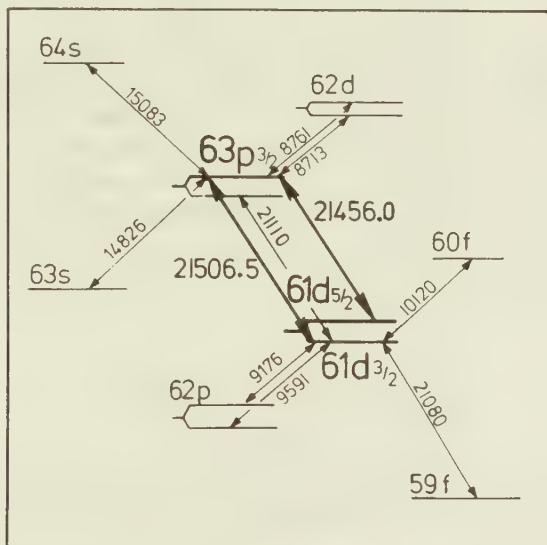


Bild 11: Niveauschema des Rubidium-Rydberg-Atoms mit den beiden in dieser Arbeit untersuchten Übergängen (fett gezeichnet).

III.5 Messungen und Ergebnisse

Zur Messung der Geschwindigkeitsauflösung des Fizeaurades wird der kontinuierliche ultraviolette Laserstrahl mit Hilfe eines elektrooptischen Modulators für kurze Zeit eingeschaltet. So wird ein kleines Volumen von Rydberg-Atomen erzeugt. Die Flugzeit der Atome von der Anregungs- zur Nachweiszone durch den Resonator ist direkt ein Maß für ihre Geschwindigkeit. In Bild 12 ist das Ergebnis einer solchen Messung bei einer Temperatur von 77 K für Lichtpulse von $1\text{ }\mu\text{s}$ Dauer und einer Geschwindigkeit der Atome von 357 m/s zu sehen. Bei einer mittleren Flugzeit von $184\text{ }\mu\text{s}$ für die 66 mm lange Strecke beträgt die Breite der Flugzeitverteilung $8\text{ }\mu\text{s}$. Unter Beachtung der nichtverschwindenden Dauer des Lichtpulses ergibt sich daraus für die Auflösung des Geschwindigkeitsselektors ein Wert von 4%. Dies ist in Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert aus Kap. III.4.1. Der kleine von der Flugzeit unabhängige Untergrund wird durch die unvollständige Auslöschung des Laserlichtes während der Dunkelperioden erklärt.

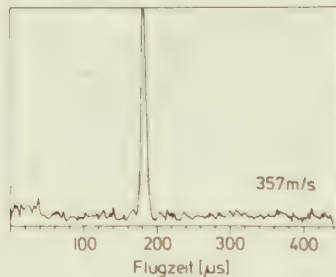


Bild 12: Flugzeitverteilung der durch den Geschwindigkeitsselektor ausgewählten Rydberg-Atome für die Strecke von der Anregungs- zur Nachweiszone bei einer Dauer des anregenden Lichtpulses von $1\text{ }\mu\text{s}$ und einer mittleren Geschwindigkeit von 357 m/s.

Durch Änderung der Rotationsfrequenz der Fizeauräder kann jede gewünschte Geschwindigkeit innerhalb der Maxwellverteilung ausgewählt werden (Bild 13). Da verglichen mit der mittleren Geschwindigkeit von 400 m/s langsame und schnelle Atome im Experiment nur mit geringer Wahrscheinlichkeit vorliegen, ist die Dauer des Lichtpulses hier auf $10\text{ }\mu\text{s}$ erhöht. Bei schnellen Atomen bestimmt deshalb dieser Puls Breite und Form der Flugzeitverteilung. Erst bei langsamen Atomen beeinflusst das auseinanderlaufende Volumen angeregter Rydberg-Atome diese Verteilung stärker als die Pulslänge. Die bei sehr kleinen Rotationsfrequenzen des Fizeaurades auftretende Nebendurchlässigkeit kann vernachlässigt werden: Die dadurch

bedingte Abweichung der im Experiment verwendeten Geschwindigkeitsverteilung von der theoretischen beträgt höchstens 5%.

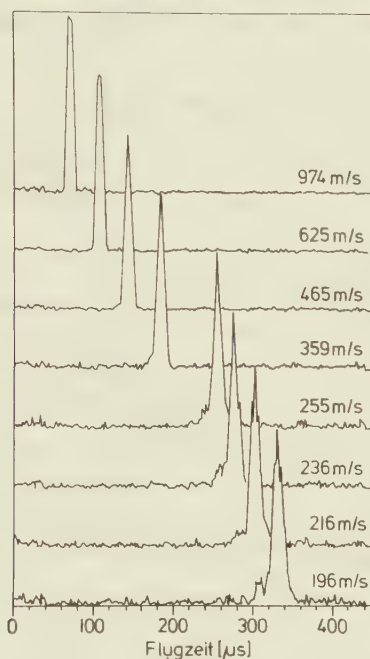


Bild 13: Flugzeitverteilung bei einer Dauer des Lichtpulses von $10 \mu\text{s}$ in Abhängigkeit von der mittleren Geschwindigkeit der Atome.

III.5.1 Messungen am Übergang $63\text{P}_{3/2} \leftrightarrow 61\text{D}_{3/2}$

Zum Studium der Wechselwirkung des Rydberg-Atoms mit dem elektromagnetischen Feld wird die Resonatorfrequenz mit Hilfe des piezoelektrischen Kristalls über den $63\text{P}_{3/2} \leftrightarrow 61\text{D}_{3/2}$ -Übergang des Atoms verändert. Bei bekannter Flugzeit des Atoms durch den Resonator wird dabei gleichzeitig der Feldionisationsstrom des $63\text{P}_{3/2}$ -Zustandes gemessen. Der Fluß von Rydberg-Atomen wird bei unveränderter Lichtleistung für die verschiedenen Geschwindigkeitsuntergruppen konstant gehalten, indem die Temperatur des Atomstrahlofens geeignet variiert wird. Die in Bild 14 gezeigten Ergebnisse sind zur Erzielung eines besseren Signal-Rausch-Verhältnisses durch Aufsummierung mehrerer Durchläufe gewonnen. Der

Abstimmungsbereich beträgt 200 kHz. Bei einer Temperatur von 3 K hat der Resonator eine Güte von $6 \cdot 10^7$. Die Speicherzeit des Photons ist mit etwa 500 μs größer als die Dauer der Wechselwirkung des Atoms mit dem Strahlungsfeld. Im Mittel sind 2,5 thermische Photonen im Hohlraum vorhanden.

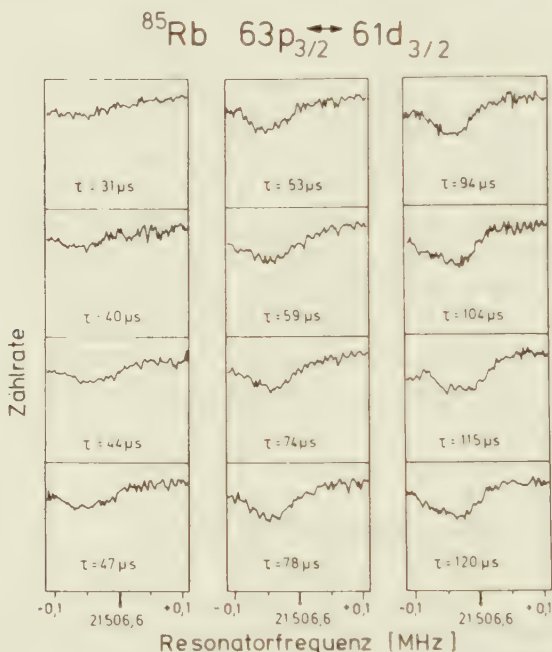


Bild 14: Zählrate der Rydberg-Atome im $63\text{P}_{3/2}$ -Zustand als Funktion der Resonatorfrequenz bei 3 K ($Q = 6 \cdot 10^7$) für verschiedene Flugzeiten durch den Resonator.

Abhängig von der Flugzeit des Atoms durch den Resonator nimmt die Besetzung des $63\text{P}_{3/2}$ -Zustandes ab, wenn die Hohlraumfrequenz mit der atomaren Übergangsfrequenz von 21506,56 MHz übereinstimmt. Die Tiefe des Signals ist deshalb ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß durch die Wechselwirkung mit dem Resonatorfeld die Bevölkerung des anfänglich leeren unteren $61\text{D}_{3/2}$ -Zustandes erhöht worden ist. Der Abfall der Zählrate ist als Funktion der Flugzeit des Atoms durch den Resonator in Bild 15 aufgetragen. Der Zu- und Abnahme der Signaltiefe entspricht die Emission und Reabsorption eines Photons durch das anfänglich invertierte Atom: Die spontane Emission des Photons wird im Resonator nicht mehr - wie im frei-

en Raum - durch eine zeitunabhängige Rate charakterisiert. Die durchgezogene Kurve ist auf der Grundlage des Jaynes-Cummings-Modells berechnet. Die Übereinstimmung der Theorie mit den experimentellen Daten ist gut.

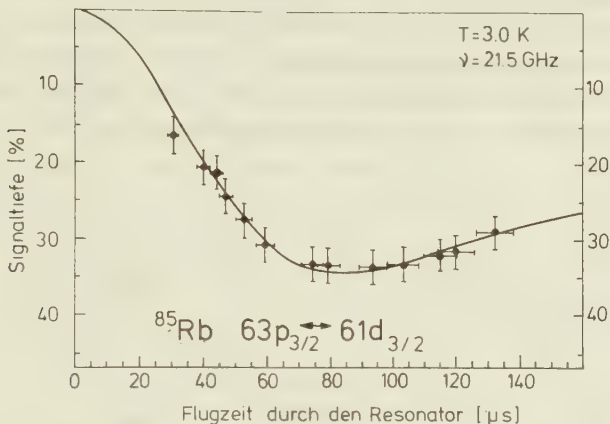


Bild 15f: Die Signaltiefe aus Bild 14 in Abhängigkeit von der Flugzeit der Atome durch den Resonator. Die vom Jaynes-Cummings-Modell vorhergesagte Kurve ist fett durchgezogen.

Die Durchflugszeit ist wegen der Auflösung des Geschwindigkeitsselektors von hier nur 10% mit der gleichen Unsicherheit behaftet. Der Fehler bei der Bestimmung der Signaltiefe ist durch die Poissonstatistik der Zählrate gegeben. Er ist für alle Meßpunkte gleich groß und beträgt 4%.

Die Breite des experimentell zugänglichen Zeitfensters, in dem die Rabi-Oszillation beobachtet werden kann, ist durch die Länge des Resonators, die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls und die Anregungswahrscheinlichkeit der Atome durch das UV-Lasersystem gegeben. Etwa 0,1% aller Atome verlassen den Laserstrahl im Rydberg-Zustand $63P_{3/2}$. Um mehrere Nutationsperioden während der endlichen Durchflugszeit durch den Resonator zu messen, reicht beim Übergang $63P_{3/2} \leftrightarrow 61D_{3/2}$ eine Erhöhung von Lichtleistung und Ofentemperatur zur Anregung sehr langsamer Atome nicht aus. Eine aufgrund des größeren Matrixelementes schnellere Rabi-Oszillation zeigt der Übergang zwischen den Zuständen $63P_{3/2}$ und $61D_{5/2}$, der vom bisherigen Übergang etwa 50 MHz entfernt liegt (Bild 11). Deshalb soll im folgenden die Kopplung eines Rydberg-Atoms im Zustand $63P_{3/2}$ mit einer Strahlungsmode der Frequenz 21456,0 MHz studiert werden.

III.5.2 Messungen am Übergang $63P_{3/2} \leftrightarrow 61D_{5/2}$

Bei einer Temperatur des Strahlungsfeldes von 2,5 K zeigt Bild 16 für verschiedene Durchflugszeiten die Besetzungswahrscheinlichkeit des $63P_{3/2}$ -Zustandes als Funktion der Resonatorfrequenz. Diese wird über eine Breite von 250 kHz verstimmt. Die mittlere Zahl der thermisch angeregten Photonen beträgt $\langle n \rangle = 2$. Aufgrund der Güte $Q = 2,7 \cdot 10^8$ wird das vom Atom emittierte Photon für die Zeit $T_S = 2$ ms im Resonator gespeichert.

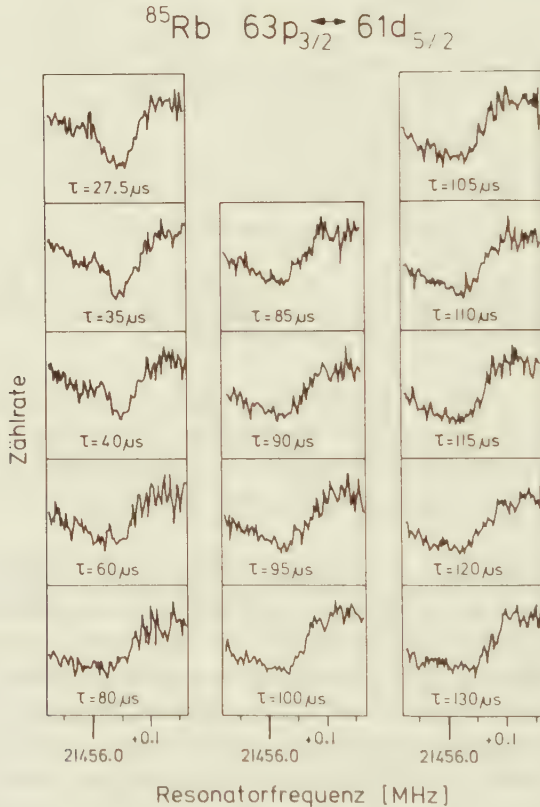


Bild 16: Zählrate der Rydberg-Atome im $63P_{3/2}$ -Zustand als Funktion der Resonatorfrequenz bei 2,5 K ($Q = 2,7 \cdot 10^8$) für verschiedene Flugzeiten durch den Resonator.

Im Vergleich zu den Messungen am Übergang $63P_{3/2} \leftrightarrow 61D_{3/2}$ (Bild 14) ist

die Breite des Signals hier größer, so daß der Resonator mit Hilfe des piezoelektrischen Kristalls nur noch über einen Teil der Resonanzkurve des Atoms hinweg abgestimmt wird. Zur Bestimmung der Signaltiefe bleibt der Durchstimmbereich dabei groß genug. In Analogie zur Leistungsverbreiterung einer Spektrallinie in einem intensiven äußeren Feld kann hier aus der Linienform schon auf eine oszillatorische Besetzungswahrscheinlichkeit der beiden Zustände $63P_{3/2}$ und $61D_{5/2}$ geschlossen werden /1/. Allerdings ist hier das für die Kopplung der beiden Niveaus verantwortliche Resonatorfeld nur sehr schwach thermisch angeregt.

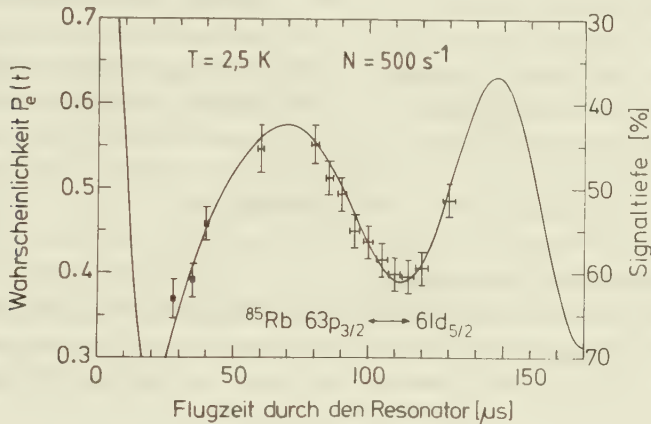


Bild 17: Wahrscheinlichkeit $P_e(t)$ (Signaltiefe aus Bild 16) in Abhängigkeit von der Flugzeit der Atome durch den Resonator. Die vom Jaynes-Cummings-Modell vorhergesagte Kurve ist fett durchgezogen.

Tatsächlich zeigt Bild 17 mehrere Rabi-Oszillationen. Die eingezeichneten Meßpunkte schließen unmittelbar an die aus Bild 15 an. Geschwindigkeitsauflösung und Meßfehler betragen hier 4%. Deutlich ist aufeinanderfolgend Absorption, Emission und wieder die Absorption des Photons zu sehen. Damit ist die zeitliche Entwicklung des Systems über zwei Nutationsperioden dokumentiert. Bei einer Durchflugszeit von maximal $130 \mu s$ und einer Schwingzeit des Hohlraumes von $T_S = 2 \text{ ms}$ ist die Dämpfung des Feldes so klein, daß der Einfluß auf die Amplitude der Rabi-Oszillation höchstens 1% beträgt. Die durchgezogene Kurve ist auf der Grundlage des Jaynes-Cummings-Modells berechnet und berücksichtigt diesen Relaxationsprozeß /23/. Die Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der Theorie ist hervorragend.

III.5.3 Diskussion

Dem Experiment kann ein Wert für die Kopplungskonstante Ω des Übergangs $63P_{3/2} m_j = \pm 1/2 \leftrightarrow 61D_{5/2} m_j = \pm 1/2$ von

$$(21) \quad \Omega_{\text{exp}} = (44 \pm 1) \text{ kHz}$$

entnommen werden. Zur Berechnung von Ω wird die Größe des elektrischen Dipolmatrixelementes zwischen den beiden atomaren Niveaus und die Feldstärke der Vakuumfluktuationen auf der Resonatorachse gemäß den Gleichungen (5), (6) und (9) benötigt. Die Stärke des elektrischen Feldes einer TE_{121} -Mode kann auf der Achse ($0 \leq z \leq L$) eines zylindrischen Hohlraumes der Länge L und des Volumens V leicht angegeben werden /87,88/:

$$(22) \quad E_{121}(z) = (\hbar\omega/2\varepsilon_0 V)^{1/2} \cdot \alpha_{12} \sin(\pi z/L) \quad .$$

Dabei bezeichnet α_{12} die Größe $\alpha_{12} = [(1 - (1/x'_{12})^2) \cdot J_1(x'_{12})^2]^{-1/2}$, wobei $x'_{12} = 5,331$ die zweite Nullstelle der differenzierten Besselfunktion erster Ordnung J_1' darstellt. Das reduzierte Matrixelement des elektrischen Dipoloperators $D = qr$ für den Übergang $63P \leftrightarrow 61D$ hat den Wert /30-32/:

$$(23) \quad |\langle 63P || D || 61D \rangle| = 3991 \cdot qa_0 \quad .$$

Bei kleiner Spin-Bahn-Wechselwirkung ist die LS-Kopplungsnäherung gültig, so daß der Betrag des in Gleichung (9) benötigten Matrixelementes $\langle 63P_{3/2} m_j = \pm 1/2 | D_0 | 61D_{5/2} m_j = \pm 1/2 \rangle$ den Wert /89/

$$(24) \quad p = 1382 \cdot qa_0$$

annimmt. Zur Berechnung von Ω wird nach dem Pulsflächentheorem /6/ die Modenstruktur durch eine gegenüber dem Maximalwert von $E_{121}(z)$ auf der Resonatorachse um den Faktor $2/\pi$ kleinere, aber über die Länge des Resonators konstante Amplitude des elektrischen Feldes berücksichtigt. So folgt

$$(25) \quad \Omega_{\text{th}} = 55 \text{ kHz} \quad .$$

Der experimentelle Wert (21) weicht davon nur etwa 20% ab. Die Feldvariation über den Durchmesser des Atomstrahles von 0,5 mm beträgt

höchstens 1,5%. Eine für eine Abnahme der Rabi-Frequenz um 20% verantwortliche Drehung der Polarisation des Feldes gegenüber der Hauptachse des elliptisch verformten Resonators um 37° kann ausgeschlossen werden: In diesem Fall hätte die andere orthogonal polarisierte Mode über den Hohlleiteranschluß beobachtbar sein sollen. Deshalb kann die geringe Diskrepanz zwischen dem experimentellen und theoretischen Wert nur dadurch erklärt werden, daß bei den schweren Rubidiumatomen mit großer Feinstrukturaufspaltung Abweichungen von der LS-Kopplungstheorie auftreten. Diese führen zu einem von Gleichung (24) etwas verschiedenen Wert des Matricelementes.

Gleiches gilt für den anderen Feinstrukturübergang $63P_{3/2} \ m_j=\pm 1/2 \leftrightarrow 61D_{5/2} \ m_j=\pm 1/2$: Während im Rahmen der LS-Kopplungsnäherung eine Berechnung der Rabi-Frequenz Ω den Wert $\Omega_{th} = 7,5 \text{ kHz}$ liefert, können die experimentellen Daten am besten durch $\Omega_{exp} = (10 \pm 1) \text{ kHz}$ beschrieben werden. Allerdings ist bei diesem Übergang die Signaltiefe nur halb so groß wie sie im Rahmen des einfachen Jaynes-Cummings-Modells mit einem Zwei-Niveau-Atom erwartet wird (Bild 14). Es stellt sich daher die Frage, ob das Atom als ein System von nur zwei mit dem Feld gekoppelten Zuständen behandelt werden kann.

Der Übergang $63P_{3/2} \leftrightarrow 61D_{3/2}$

Zieht man die im Experiment nicht aufgelöste Hyperfeinstrukturaufspaltung (etwa 12 kHz für den oberen $63P_{3/2}$ -Zustand und 8 kHz für die beiden unteren $61D$ -Zustände) in Betracht, können mehrere Übergänge zwischen verschiedenen Hyperfeinstrukturzuständen mit Drehimpuls F durch das Resonatorfeld induziert werden (Kernspin ^{85}Rb : $I = 5/2$). Die magnetische Quantenzahl m_F ändert sich dabei nicht. Bei einem unabhängig von F und m_F etwa gleich großen elektrischen Dipolmatricelement für die erlaubten Hyperfeinstrukturübergänge zwischen dem $63P_{3/2}$ - und $61D_{3/2}$ -Niveau kann die Wechselwirkung des Atoms mit der Resonatormode in der nächst einfachen Näherung so beschrieben werden, daß drei atomare Niveaus gleicher Quantenzahl m_F und verschiedenem Drehimpuls F in einer V-förmigen Anordnung miteinander gekoppelt werden. Das Atom wird durch das Laserlicht in einen der beiden oberen Hyperfeinstrukturzustände angeregt, die die Feldionisationsmethode nicht unterscheiden kann. In Dipolnäherung wird durch das Laserlicht ausgehend vom $5s^2S_{1/2} \ F=3$ -Zustand hauptsächlich das

$63P_{3/2}$ F=4-Niveau besetzt. Wird die atomare Struktur im Rahmen des Jaynes-Cummings-Modells näherungsweise dadurch berücksichtigt, daß die beiden Kopplungskonstanten zwischen den drei Zuständen den gleichen Wert Q annehmen, ist die Wahrscheinlichkeit $P_e(t)$ für den Übergang $63P_{3/2} \leftrightarrow 61D_{3/2}$ durch /25/

$$(26) \quad P_e(t) = 1/2 + (1/4) \cdot \sum_n p(n) [1 + \cos(2 \cdot Q \sqrt{2} \cdot \sqrt{n+1} \cdot t)]$$

gegeben. Ein Vergleich mit Gleichung (10) zeigt hier eine um den Faktor zwei kleinere Besetzungswahrscheinlichkeit des unteren Zustandes. Daher wird die im Experiment beobachtete geringe Signaltiefe dadurch erklärt, daß das Atom als ein Teilchen mit drei über das Strahlungsfeld gekoppelten Zuständen betrachtet werden muß. Jedenfalls scheint der Grund für die geringe Signaltiefe nicht in einer gegenüber dem $61D_{5/2}$ -Zustand größeren Feldionisationswahrscheinlichkeit des $61D_{3/2}$ -Zustandes zu liegen, da letzterer energetisch tiefer liegt und deshalb nicht bei kleinerer Feldstärke ionisieren kann /54/.

Der Übergang $63P_{3/2} \leftrightarrow 61D_{5/2}$

Beim Übergang $63P_{3/2} \leftrightarrow 61D_{5/2}$ koppelt das Strahlungsfeld den Hyperfeinstrukturzustand mit der Drehimpulsquantenzahl F des $63P_{3/2}$ -Niveaus im wesentlichen nur an einen Zustand des $61D_{5/2}$ -Niveaus mit $F' = F+1$. Deshalb ist es auch bei Berücksichtigung der Hyperfeinwechselwirkung erlaubt, das Atom näherungsweise als Zwei-Zustands-System zu behandeln, so daß Gleichung (10) gültig bleibt. Durch die geringe Kopplung dieser beiden Zustände an andere Hyperfeinstrukturniveaus des Atoms kann bei längerer Wechselwirkungszeit mit dem Resonatorfeld die Bevölkerung dieser Zustände jedoch in andere umgepumpt werden. Geht man davon aus, daß das Laserlicht - wie oben beschrieben - hauptsächlich Zustände mit großer Drehimpulsquantenzahl F besetzt, wird es zu einer Bevölkerungsverteilung in Zustände mit niedrigem F-Wert kommen. Bei einer normal geordneten (invertierten) Hyperfeinstrukturaufspaltung des $63P_{3/2}$ - ($61D_{5/2}$ -) Niveaus von etwa 12 kHz (8 kHz) werden daher mit wachsender Zeit Übergänge zwischen Zuständen mit kleinem Drehimpuls F angeregt. Die zugehörige Übergangsfrequenz ist im Vergleich zu der zwischen Niveaus mit großem F-Wert zu einer kleineren Frequenz hin verschoben. Da diese Zustände nur schwach an die anfangs besetzten gekoppelt sind, verläuft der Pumpprozeß in diese

vom Laserlicht wenig bevölkerten Zustände ineffektiv. Daher erwartet man mit wachsender Zeit eine zu kleinerer Resonatorfrequenz hin unsymmetrische Resonanzlinie. Tatsächlich wird die beobachtete Linienform in Bild 16 nach etwa einer Rabi-Periode ($t > 60 \mu\text{s}$) asymmetrisch.

Zu einer quantitativen Erklärung der Asymmetrie trägt die folgende Überlegung bei: Der große Wert der Kopplungskonstanten Ω führt zu einer Linienverbreiterung $\Delta\nu_{1/2}$, die sich anhand der Formel /90/

$$(27) \quad 2\pi \cdot \Delta\nu_{1/2} = 2 \cdot 2\Omega\sqrt{n+1}$$

mit $\Omega = 44 \text{ kHz}$ und $n = 2$ zu $\Delta\nu_{1/2} \approx 50 \text{ kHz}$ berechnen läßt. Daher werden die einzelnen Hyperfeinstrukturlinien im Experiment nicht aufgelöst. Zusätzlich wird die beobachtete Resonanzlinie wegen der endlichen Wechselwirkungszeit der Atome mit der Resonatormode breiter. Bei den im Experiment benutzten Geschwindigkeiten der Atome (Flugzeit durch den Resonator größer als $27,5 \mu\text{s}$) ist diese mit höchstens 15 kHz kleiner als die durch Gleichung (27) beschriebene Sättigungsverbreiterung. Letztere bestimmt demnach - insbesondere zu längerer Wechselwirkungszeit hin - die beobachtete Linienbreite. Zusätzlich muß die Hyperfeinstrukturaufspaltung der beiden Zustände $63\text{P}_{3/2}$ und $61\text{D}_{5/2}$ von zusammen etwa 20 kHz berücksichtigt werden. Ein wesentlich größerer Wert für diese kann ausgeschlossen werden, da aus dem Experiment /75/ die Hyperfeinstrukturaufspaltung der S-Zustände bei gleicher Hauptquantenzahl mit etwa 90 kHz bekannt ist. Ferner wird eine Zeeman-Aufspaltung der Zustände durch ein auf der Resonatorachse eingefrorenes Magnetfeld ausgeschlossen, da der Resonator durch Kryoperm-Metall abgeschirmt wird.

Damit wird die bei großer Zeit $t > 60 \mu\text{s}$ auftretende Asymmetrie der Resonanzlinie durch das Umpumpen der Bevölkerung in Hyperfeinstrukturzustände mit kleinem Drehimpuls erklärt. Die Breite der Linie wird zusammen mit der Hyperfeinstrukturaufspaltung im wesentlichen durch die Kopplungskonstante Ω und die endliche Durchflugszeit bestimmt. Eine vollständige Erklärung der Linienform ist in Anbetracht der vielen miteinander gekoppelten Zustände nicht möglich. Eine solche Erklärung müßte auch berücksichtigen, daß bei kurzer Wechselwirkungszeit ($t < 50 \mu\text{s}$) des Atoms mit der Resonatormode die kleine Hyperfeinstruktur als nicht vorhanden betrachtet werden muß, da eine solche Wechselwirkungszeit kleiner als die Präzessionsdauer des Kernspins um den Gesamtdrehimpuls J der Elektro-

nenhülle ist. Dann braucht der Kernspin nicht betrachtet zu werden, so daß zur Beschreibung der Dynamik der Besetzungszustandsoszillation die Drehimpulsquantenzahl J ausreicht und das Atom in guter Näherung als Zwei-Zustands-System angesehen werden kann. Bei langer Wechselwirkungszeit ist dies nicht mehr möglich. Dann macht sich außerdem der kleine Unterschied in den Matrixelementen für die verschiedenen Hyperfeinstrukturübergänge bemerkbar, so daß insbesondere bei den Übergängen, die auf der niederfrequenten Seite der Resonanzlinie liegen, bei der Mittelung über mehrere Ereignisse die Besetzungszustandsoszillation ausgewaschen wird. Dies führt zu einer Verstärkung der Asymmetrie.

III.5.4 Der Übergang $63P_{3/2} \leftrightarrow 61D_{5/2}$ bei Masertätigkeit

Die Anregungsenergie $h\nu$ der Atome, die den Hohlraum im unteren Zustand verlassen, bleibt im Resonator ($h\nu = 1,4 \cdot 10^{-23}$ J für $\nu = 21,5$ GHz). Wird er während seiner Relaxationszeit von mehreren Teilchen durchquert, führt dies zu einer nichtthermischen Erhöhung der Feldamplitude. Werden N Rydberg-Atome pro Sekunde vom Laserlicht angeregt, so lassen diese bei einem gesättigten Übergang im Mittel

$$(28) \quad n_{\text{Maser}} = T_S \cdot N/2$$

Maserphotonen im Resonator zurück. Im Experiment ist die Voraussetzung der Sättigung für jede eingestellte Durchflugszeit näherungsweise gegeben, so daß die Zahl der Maserphotonen im Resonator anhand von Gleichung (28) berechnet werden kann. Zur Messung der Rabi-Oszillation im rein thermischen Feld (Bild 17) sind niedrige Flußdichten von $N = 500 \text{ s}^{-1}$ notwendig. Bei 2,5 K ($T_S = 2 \text{ ms}$) führen die $n_{\text{Maser}} \approx 0,5$ Energiequanten nur zu einer geringen Erhöhung der Zahl der Photonen im Hohlraum (25%). Diese kleine Erhöhung wird im Experiment nicht beobachtet.

Zur Beobachtung von Kollaps und Revival der Rabi-Oszillation eignet sich das thermische Strahlungsfeld nicht. Wegen der großen Hohlraumgüte wird die Intensität eines von außen eingestrahnten resonanten Mikrowellenfeldes stark überhöht. Deshalb ist auch bei sorgfältiger Abschwächung einer externen Strahlungsquelle die Realisierung eines kohärenten Resonatorfeldes mit weniger als 10 Photonen nicht leicht möglich, da bei Öffnen der gekühlten Hohlleiterklappe schon die thermische Strahlung von Zimmertemperatur

die Amplitude des elektrischen Feldes im Hohlraum auf einen vergleichbaren Wert erhöhen würde.

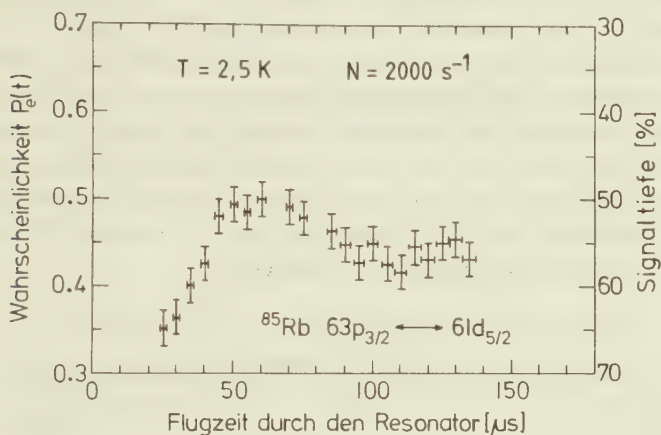


Bild 18: Wahrscheinlichkeit $P_e(t)$ für einen Fluß der Rydberg-Atome von $N = 2000 \text{ s}^{-1}$ bei einer Temperatur von $2,5 \text{ K}$ ($Q = 2,7 \cdot 10^8$) und $n_{\text{Maser}} = 2$.

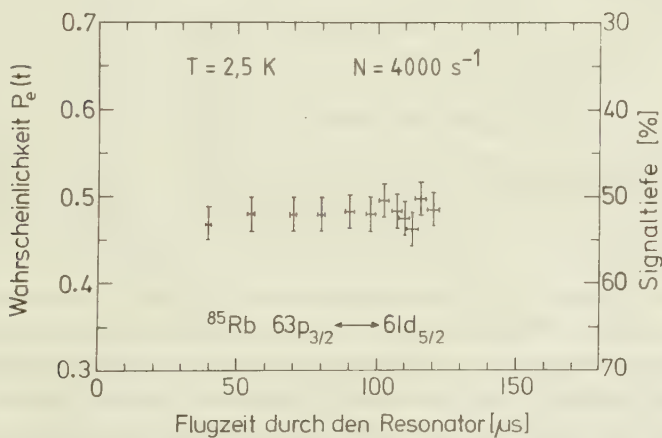


Bild 19: Wahrscheinlichkeit $P_e(t)$ für einen Fluß der Rydberg-Atome von $N = 4000 \text{ s}^{-1}$ bei einer Temperatur von $2,5 \text{ K}$ ($Q = 2,7 \cdot 10^8$) und $n_{\text{Maser}} = 4$.

Eine Erhöhung der Zahl der Photonen im Hohlraum ist deshalb am einfachsten durch eine Vergrößerung des Flusses der Rydberg-Atome zu erreichen. Das ist bei einer Temperatur von 2,5 K in Bild 18 ($n_{\text{Maser}} = 2$) und Bild 19 ($n_{\text{Maser}} = 4$) dargestellt. Ein Vergleich mit Bild 17 zeigt den Kollaps der Rabi-Nutation für wachsende Werte von n_{Maser} : Nach einer anfänglichen Oszillationsperiode ist die Besetzung der beiden Zustände über einen weiten Bereich zeitunabhängig. Das zeigt auch das Bild 20, dessen Meßpunkte bei einer Temperatur von 3 K aufgenommen wurden. Neben thermischen Photonen befinden sich hier etwa $n_{\text{Maser}} \approx 1,5$ Maserphotonen im Resonator. Ein Vergleich der Bilder 18 und 20 zeigt bei gleicher mittlerer Photonenzahl den Einfluß der verschiedenen Photonenstatistik.

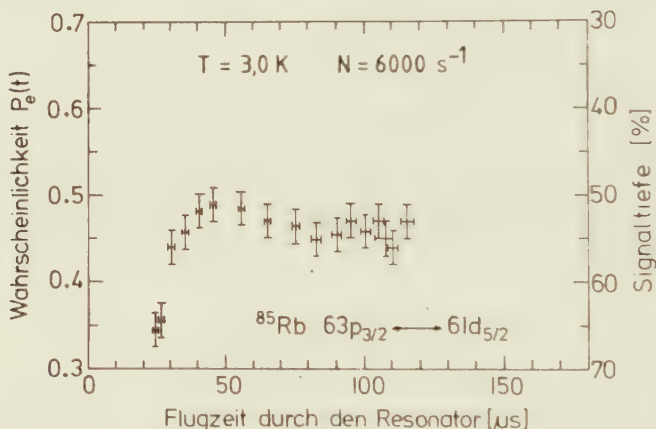


Bild 20: Wahrscheinlichkeit $P_e(t)$ für einen Fluß der Rydberg-Atome von $N = 6000 \text{ s}^{-1}$ bei einer Temperatur von 3 K ($Q = 6 \cdot 10^7$) und $n_{\text{Maser}} = 1,5$.

Eine Beobachtung der Inversion des atomaren Systems zu längeren Zeiten hin ist bei einer UV-Leistung von 200 μW nicht möglich. Deshalb wurde statt des ADA-Kristalls ein LiJO_3 -Kristall wesentlich größerer Effizienz zur Frequenzverdopplung des Laserlichtes eingesetzt. Damit standen etwa 600 μW Licht bei 297 nm zur Verfügung. Aufgrund der erhöhten Anregungswahrscheinlichkeit in den Rydberg-Zustand kann daher die Wechselwirkung noch langsamerer Atome mit dem Resonatorfeld studiert werden. Das Ergebnis ist für eine Temperatur von 2,5 K und $n_{\text{Maser}} \approx 3$ in Bild 21 zu sehen. Die anfänglich zeitunabhängige Besetzungswahrscheinlichkeit der beiden Zustände zeigt nach langer Zeit ein Aufleben der Nutation.

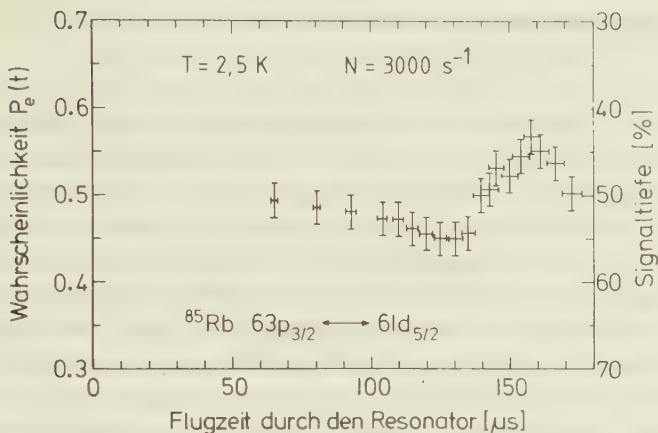


Bild 21: Wahrscheinlichkeit $P_e(t)$ für einen Fluß der Rydberg-Atome von $N = 3000 \text{ s}^{-1}$ bei einer Temperatur von $2,5 \text{ K}$ ($Q = 2,7 \cdot 10^8$) und $n_{\text{Maser}} = 3$.

Im Experiment wird bei einer Periode von $\pi/(\Omega\sqrt{3}) \approx 40 \mu\text{s}$ die erste Oszillation nach etwa $160 \mu\text{s}$ beobachtet. In einem kohärenten Strahlungsfeld würde mit $\Omega = 44 \text{ kHz}$ nach Gleichung (15) die Oszillation eine maximale Amplitude nach $250 \mu\text{s}$ erreichen. Allerdings gibt es keinen Grund für die Annahme, daß das Resonatorfeld durch einen kohärenten Zustand beschrieben wird /57/. So muß denn auch ein quantitativer Vergleich der experimentellen Daten aus Bild 21 mit der in Kap. IV.2 beschriebenen Theorie vorsichtig gehandhabt werden: Im einfachen Jaynes-Cummings-Modell wird das Feld vor der Wechselwirkung mit dem Atom in einem definierten Zustand präpariert. Ein theoretisches Modell zur Beschreibung des Experimentes dagegen muß berücksichtigen, daß das Resonatorfeld durch den Maserprozeß selbst aufgebaut wird. Insbesondere ist der Einfluß der Photonenanzahlverteilung $p(n)$ des Maserfeldes auf die Dynamik des Systems zu beachten. Unter den Bedingungen des Experimentes ist sogar eine Sub-Poisson-Statistik der Maserphotonen zu erwarten /57,91/. Darüber hinaus sind die innerhalb der Schwingzeit durch den Hohlraum fliegenden Atome über das Strahlungsfeld miteinander gekoppelt. Aus diesem Grunde ist den Dämpfungsverlusten besondere Aufmerksamkeit zu schenken, die im Jaynes-Cummings-Modell nicht betrachtet werden. Unter den Bedingungen des Experimentes ist allerdings - insbesondere für das Aufleben der Rabi-Nutation /26/ - nur eine Verkleinerung der Oszillationsamplitude bei langen Durchflugszeiten von weniger als 6% zu erwarten.

IV. Schlußbemerkung

Neu in dieser Arbeit ist die ungewöhnlich geringe Zahl der am Experiment beteiligten Teilchen. So können die Eigenschaften eines Ein-Atom-Masers in der Nähe der Schwelle bei nur wenigen Photonen studiert werden. Für die Zukunft ist geplant, die thermische Strahlung bei $\nu = 21,5$ GHz zu unterdrücken, indem der Resonator zu einer tieferen Temperatur $T < 0,5$ K abgekühlt wird. Bei dieser Temperatur ist die Resonatorgüte nur noch durch den Restwiderstand und die Größe der Koppellöcher bestimmt: Hohlraumgüten $Q > 10^{11}$ sollten für verschiedene Moden erreichbar sein /81/, so daß ein Maserbetrieb mit einer wesentlich kleineren Zahl von Atomen aufrechterhalten werden kann. Außerdem könnten die Atome mit einer solchen TM_{1np} -Mode in Wechselwirkung stehen, bei der die Amplitude der elektrischen Feldstärke nicht mehr vom Ort auf der Resonatorachse abhängig ist. Zur Beschreibung des Experimentes kann diese Feldverteilung analytisch einfach berücksichtigt werden. Dann ließe sich, da alle Schwarzkörperphotonen eliminiert sind ($\langle n \rangle < 0,15$), eine über die Länge des Hohlraumes konstante Rabi-Frequenz beobachten. Der im Vergleich zur TE_{121} -Mode schlechtere Geometriefaktor der TM_{1np} -Moden kann bei $T < 0,5$ K in Kauf genommen werden.

Um das Aufleben der Rabi-Oszillation bei längerer Wechselwirkungszeit zu dokumentieren, werden langsame Atome benötigt. Dies wird insbesondere dann wichtig, wenn die Zahl der Maserphotonen im Hohlraum bei größerer Güte erhöht wird. Im niederenergetischen Bereich der thermischen Geschwindigkeitsverteilung stehen langsame Atome allerdings nur in begrenzter Anzahl zur Verfügung. Deshalb wäre es interessant, schnelle Atome durch Lichtdruck abzubremesen /92-95/. Als Lichtquelle könnte z.B. ein Halbleiterlaser verwendet werden /95/, da die Resonanzlinie des Rubidiumatoms schon leicht bei kleiner Laserleistung gesättigt wird (siehe Anhang).

Die Hyperfeinwechselwirkung kann effizient unterdrückt werden, wenn für das Experiment Zustände mit hohem Bahndrehimpuls verwendet werden. In dieser Hinsicht ist die Anregung zirkularer Zustände /96/ besonders interessant. Solche Zustände mit großer Hauptquantenzahl n und magnetischer Quantenzahl $|m| = n-1$ besitzen nur einen Zerfallskanal zum tiefer liegenden Zustand mit der Hauptquantenzahl $n-1$. Ihre Lebensdauer ist sehr groß (90 ms bei $n = 63$), so daß zur Erzielung einer größeren Durchflußzeit längere Resonatoren verwendet werden können.

V. Anhang : Ein Rubidium-Frequenzstandard mit einer Laserdiode
als Lichtquelle für den optischen Pumpprozeß

Für viele Anwendungen ist die Genauigkeit von Quarzoszillatoren mit einer relativen Langzeitstabilität von bestenfalls einigen 10^{-9} /Monat nicht ausreichend. Vor allem die durch Alterung hervorgerufene Frequenzdrift, die sich bei Quarzen nicht verhindern läßt, erzeugt Fehler, die sich in kurzer Zeit zu relativ hohen Werten summieren können. Zusätzlich wird durch Umwelteinflüsse die Frequenz eines Quarzoszillators kurzzeitig verschoben. Um bei einer Änderung der äußeren Parameter wie z.B. Temperatur, Druck oder Magnetfeld die Oszillationsfrequenz möglichst konstant zu halten, wird diese mit einer atomaren Eigenfrequenz verglichen. Das dabei gewonnene Regelsignal stabilisiert den Oszillator. Dadurch wird eine regelmäßige Nacheichung des Quarzes erreicht. Im Mikrowellengebiet müssen dazu die Atome geeignet präpariert werden.

Beim Rubidium-Frequenzstandard werden dafür die Atome des Isotopes ^{87}Rb im elektronischen Grundzustand $5s^2S_{1/2}$ verwendet. Durch Wechselwirkung mit Licht geeigneter Frequenz werden die Atome in den Hyperfeinstrukturzustand mit $F = 2$ gepumpt, indem Licht mit einer Wellenlänge verwendet wird, das nur von Atomen im Hyperfeinstrukturzustand mit $F = 1$ absorbiert wird (optisches Pumpen /97-99/).

Werden durch eine Mikrowelle richtiger Frequenz Übergänge zwischen den beiden Hyperfeinstrurniveaus induziert, so führt die Zunahme der Besetzung des $F=1$ -Zustandes zu einer erhöhten Absorption des Pumplichtes. Aufgrund der hohen Liniengüten können kleine Abweichungen der Mikrowellenfrequenz von der atomaren Eigenfrequenz mit gutem Signal-Rausch-Verhältnis im sichtbaren Spektralbereich nachgewiesen werden, wo gute Photodetektoren zur Verfügung stehen.

Die Herstellung des Pumplichtes erfordert einige Sorgfalt. In kommerziellen Standards /99,100/ nimmt man Licht einer Rubidium-Hochfrequenzentladung. Neben dem für den Pumpprozeß notwendigen Licht emittiert die Entladung jedoch auch Photonen, die die Atome aus dem $F=2$ -Zustand in den $F=1$ -Zustand pumpen können. Da diese Photonen vom Isotop ^{85}Rb absorbiert werden, wird zwischen die Entladungslampe und die Resonanzzelle ein ^{85}Rb -Filter gesetzt. Die Absorption in diesem Filter ist jedoch nur unvollständig, so daß der Pumpprozeß sehr ineffektiv verläuft. Da außerdem die Pump-

lichtintensität schwach ist, kann eine Änderung der Absorption dieses Lichtes in der Resonanzzelle bei einer Variation der Mikrowellenfrequenz nur phasenempfindlich bei langer Mittelungszeit nachgewiesen werden. Die Kurzzeitstabilität eines solchen Rubidium-Frequenzstandards wird daher durch die des Quarzoszillators bestimmt. Die relative Langzeitstabilität des in diesem Experiment verwendeten kommerziellen Standards beträgt $5 \cdot 10^{-11}$ /Monat.

Im folgenden wird ein Experiment beschrieben, bei dem die Hochfrequenzentladungslampe und das Filter durch einen Halbleiterlaser ersetzt werden. Dieser emittiert Licht nur in einem schmalen Frequenzbereich mit hoher spektraler Leistungsdichte. Da der Pumpvorgang dadurch sehr effektiv ist, haben die Absorptionssignale ein großes Kontrastverhältnis.

V.1 Eigenschaften des Halbleiterdiodenlasers

Mit GaAlAs-Laserdioden [101] kann kontinuierlich bei Zimmertemperatur die Rubidium-Resonanzlinie bei einer Wellenlänge von 780 nm angeregt werden.

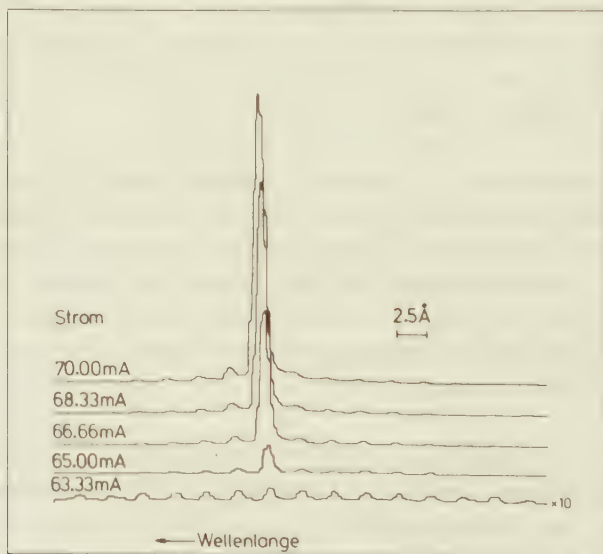


Bild 22: Spektrum des Halbleiterlaserlichtes bei 780 nm.

Bild 22 zeigt ein Spektrum des Lichtes, das von einem in diesem Experiment verwendeten Halbleiterlaser emittiert wird (Hitachi HL7801E). Die Linien-

breite in Bild 22 wird vom Auflösungsvermögen des verwendeten Monochromators/optischen Vielkanalanalysators bestimmt. Die Lichtleistung von bis zu 5 mW geht fast vollständig in eine longitudinale Mode, deren Linienbreite - gemessen mit einem Fabry-Perot-Interferometer - etwa 30 MHz beträgt. Die Verschiebung der Laserwellenlänge zu höheren Werten bei steigendem Strom ist deutlich zu sehen und beträgt $dv/dI = -3 \text{ GHz/mA}$. Im gleichen Sinn wirkt eine Temperaturerhöhung mit etwa $dv/dT = -30 \text{ GHz/K}$.

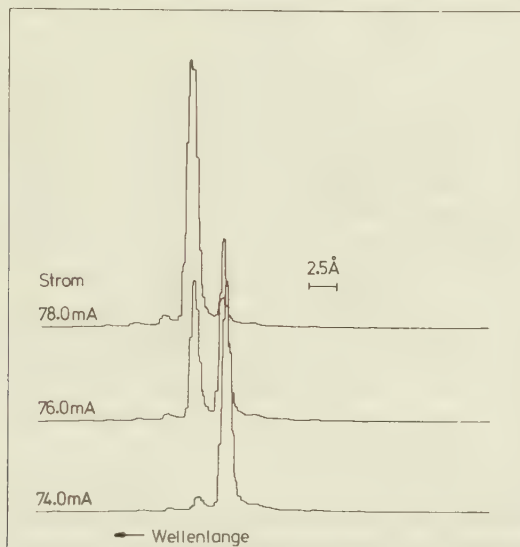


Bild 23: Modensprung bei der Verstimmung der Wellenlänge des Laserlichtes durch Änderung des Diodenstromes.

Ein typischer Modensprung im Abstimmverhalten des Halbleiterlasers ist im Bild 23 zu sehen. Aufgrund von Hystereseeigenschaften ist jedoch durch eine geeignete Kombination von Diodentemperatur und Stromstärke die Einstellung fast jeder gewünschten Laserwellenlänge möglich.

Bild 24 zeigt die Fluoreszenz von Rubidiumatomen in einer Zelle bei Zimmertemperatur (Dampfdruck 10^{-6} mbar) bei 780 nm. Zum Durchstimmen der Laserwellenlänge wird bei konstantem Strom die Temperatur der Diode verändert. Die Breite der einzelnen Linien ist durch die Dopplerbreite von etwa 520 MHz gegeben; deren Stärke wird durch die relative Häufigkeit der beiden verschiedenen Rubidiumisotope in natürlicher Mischung und das statistische Gewicht des absorbierenden Zustandes bestimmt. Die Hyper-

feinstruktur des angeregten Zustandes $5p^2P_{3/2}$ wird nicht aufgelöst.

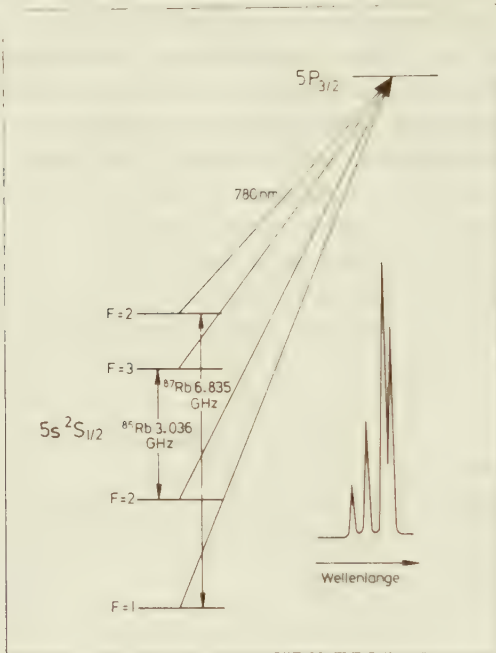


Bild 24: Niveauschema des Rubidiumatoms (links) und Fluoreszenz des Rubidiumdampfes beim Durchstimmen des Lasers über die Resonanzlinien des Atoms (rechts).

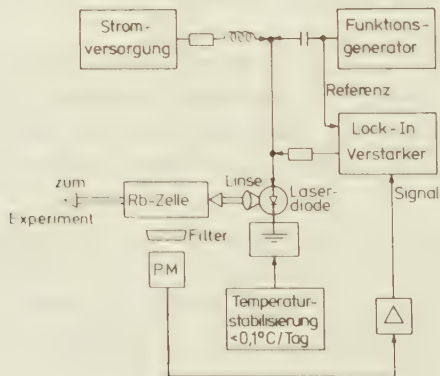


Bild 25: Experimenteller Aufbau für die Frequenzstabilisierung des Halbleiterlaserlichtes.

Bei schneller Frequenzmodulation des Lichtes mit phasenempfindlichem Nachweis der Fluoreszenz kann die Frequenz des Laserlichtes auf eine der vier Fluoreszenzlinien stabilisiert werden /102,103/. Der experimentelle Aufbau dafür ist in Bild 25 zu sehen. Die Laserdiode befindet sich in einem evakuierten Gehäuse auf einem mit einem Peltierelement gekühlten und temperaturstabilisierten Kupferblock. Eine Linse kleiner Brennweite sorgt für die Kollimation des von der Laserdiode emittierten divergenten Lichtes.

V.2 Experimente zum optischen Pumpen

Die von dem Licht des auf den Übergang $5s^2S_{1/2} F=1 \leftrightarrow 5p^2P_{3/2}$ frequenzstabilisierten Lasers angeregten Rubidiumatome befinden sich bei einer Temperatur von 55 °C in einer mit einem Puffergas (Druck etwa 10 mbar) gefüllten Glaszelle (Rohde & Schwarz). Das Puffergas verlängert die Aufenthaltsdauer der Atome im Laserstrahl (Durchmesser 3 mm) und verhindert eine Spinrelaxation durch Stöße der optisch gepumpten Atome mit den Wänden der Zelle /98,99/. Diese befindet sich in einem abstimmbaren Hohlraumresonator der Güte $Q = 2000$. In ihm wird eine Hochfrequenz bei 6,835 GHz als 14. Harmonische einer Treiberfrequenz von etwa 488 MHz (Linienbreite 700 Hz) angeregt, die Übergänge zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes induzieren kann. Die in Bild 26 dargestellte Modenstruktur regt besonders gut diesen magnetischen Dipolübergang an, da sich die Rubidiumzelle in der Mitte des Resonators an dem Ort maximaler magnetischer Feldstärke befindet. Die Anregung geschieht durch eine Stromschleife nahe einer der beiden schmalen Seitenwände des Resonators; die Harmonischen werden mit Hilfe einer Varaktordiode in dieser Schleife erzeugt (Bild 27). Der Resonator kann in ein statisches Magnetfeld gebracht werden. Zur Abschirmung des Erdmagnetfeldes ist die ganze Anordnung mit Mu-Metall umgeben.

H₁₀₂ Hohlraumresonanz

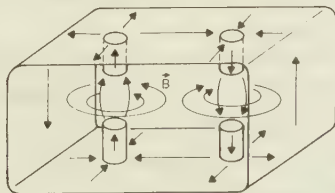


Bild 26: Magnetfeld der im Experiment verwendeten H₁₀₂-Mode.

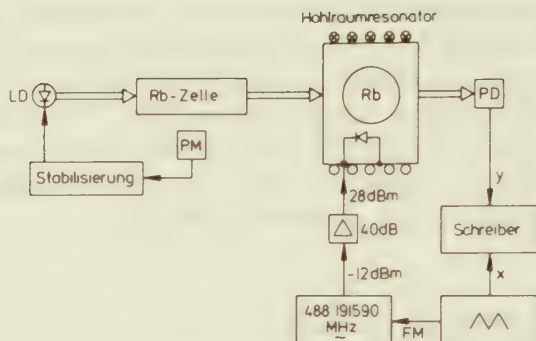


Bild 27: Experimenteller Aufbau zur Anregung des magnetischen Dipolüberganges zwischen den Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von ^{87}Rb .

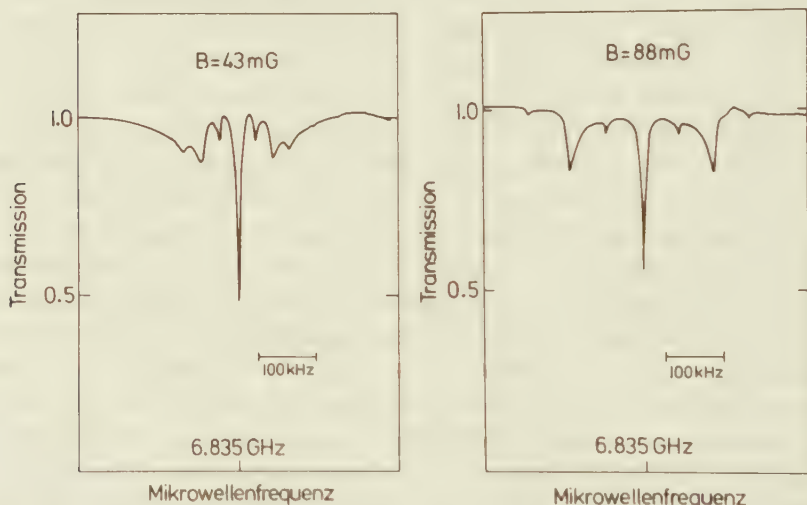


Bild 28: Transmission des auf den Übergang $5s^2S_{1/2} F=1 \leftrightarrow 5p^2P_{3/2}$ frequenzstabilisierten Laserlichtes als Funktion der Mikrowellenfrequenz für verschiedene Stärken des Magnetfeldes.

Die durch die Resonanzzelle hindurchtretende Pumplichtintensität ist als Funktion der Mikrowellenfrequenz für verschiedene Stärken des statischen Magnetfeldes im Bild 28 aufgetragen. Der Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur (Bild 29) erklärt die Aufspaltung von 700 kHz/G. Aufgrund des inhomogenen statischen Magnetfeldes sind die Seitenlinien asymmetrisch. Da magnetisches Gleich- und Hochfrequenzfeld im wesentlichen parallel zuein-

ander verlaufen, werden Übergänge mit $\Delta m_F = 0$ vorzugsweise angeregt. Die Lage der außergewöhnlich starken zentralen Linie $F=2 \ m_F=0 \leftrightarrow F=1 \ m_F=0$ ist erst in zweiter Ordnung von der statischen Magnetfeldstärke abhängig; seine Breite ist durch die Linienbreite der Mikrowelle von etwa 10 kHz gegeben.

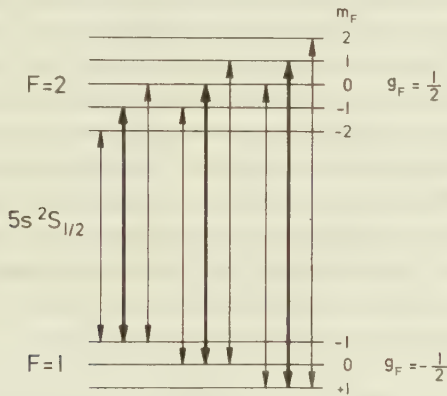


Bild 29: Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur des $5s^2S_{1/2}$ -Zustandes von ^{87}Rb . Kernspin: $I = 3/2$.

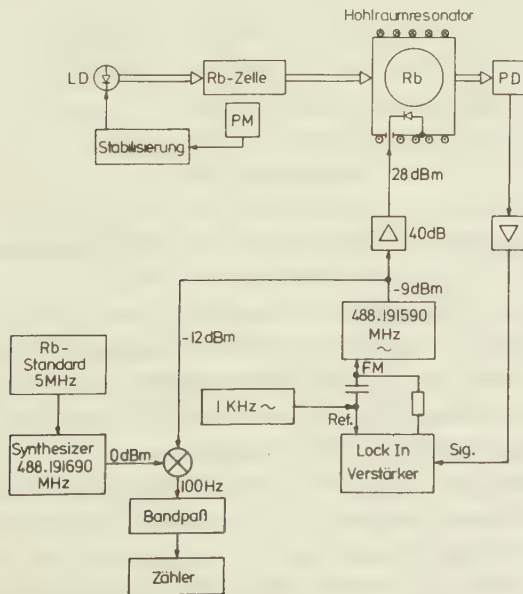


Bild 30: Experimenteller Aufbau zur Messung der Allan-Varianz.

Wird die Frequenz der Mikrowelle mit 1 kHz schnell moduliert, so kann nach phasenempfindlichem Nachweis des transmittierten Pumplichtes ein Regelsignal zur Stabilisierung der Mikrowellenfrequenz auf die präzise bekannte atomare Resonanzfrequenz von 6,834682641 GHz des Überganges $F=2 \text{ mp}=0 \leftrightarrow F=1 \text{ mp}=0$ des Grundzustandes von ^{87}Rb gewonnen werden. Der experimentelle Aufbau zur Messung der Langzeitstabilität ist im Bild 30 gezeichnet. Ein Teil der Mikrowellenleistung wird einem Mischer zugeführt, wo ein Schwebungssignal bei 100 Hz mit einer bekannten Mikrowellenfrequenz eines Synthesizers erzeugt wird. Als Referenz für den Synthesizer dient ein kommerzieller Rubidium-Frequenzstandard (Rohde & Schwarz XSRB, Langzeitstabilität $5 \cdot 10^{-11}$ /Monat). Das Schwebungssignal läuft zunächst durch ein auf 100 Hz abgestimmtes Bandpaßfilter, wird dann verstärkt und auf einen Zähler gegeben. Aus der Streuung der so für verschiedene Zeitdauern τ gemessenen Schwebungsfrequenz wird die Allan-Varianz $\sigma(\tau)/104$ für die stabilisierte Mikrowelle berechnet.

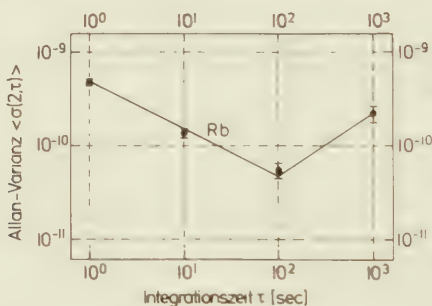


Bild 31: Allan-Varianz /104/ als Funktion der Mittelungszeit τ .

Das Ergebnis ist in Bild 31 zu sehen. Dem erwarteten Abfall der Allan-Varianz für wachsende Zeiten (weißes Frequenzrauschen) steht ein Anstieg für Zeiten τ größer als 100 Sekunden gegenüber. Dieses Verhalten wird durch Temperaturschwankungen von wenigen $10^{-1} \text{ }^\circ\text{C}$ der frei im Labor aufgestellten Rubidiumzelle erklärt, wodurch aufgrund des sich ändernden Puffergasdruckes in der Zelle die atomare Eigenfrequenz verschoben wird /98,99,105/. Der beste Wert wird mit $\sigma = 5,5 \cdot 10^{-11}$ für eine Integrationszeit von $\tau = 100$ Sekunden erreicht und ist vergleichbar mit der Stabilität des kommerziellen Referenzstandards /106/. Das Experiment demonstriert damit deutlich eine der vielen zukünftigen Anwendungsmöglichkeiten des Halbleiterlasers.

VI. Literaturverzeichnis

- / 1/ D.Meschede, H.Walther, G.Müller: Phys.Rev.Lett.54,551(1985)
- / 2/ B.Hoglund, P.B.Mezger: Science 150,339(1965)
- / 3/ A.Dalgarno: in "*Rydberg States of Atoms and Molecules*", R.F.Stebbins, F.B.Dunning (Hrsg.), Cambridge University Press (1983)
- / 4/ E.T.Jaynes, F.W.Cummings: Proc.IEEE 51,89(1963)
- / 5/ M.Sargent III, M.O.Scully, W.E.Lamb Jr.: "*Laser Physics*", Addison Wesley, Reading (1974)
- / 6/ L.Allen, J.H.Eberly: "*Optical Resonance and Two-Level-Atoms*", Wiley, New York (1975)
- / 7/ P.L.Knight, P.W.Milonni: Phys.Rep.66,21(1980)
- / 8/ E.M.Purcell: Phys.Rev.69,681(1946)
- / 9/ D.Kleppner: in "*Atomic Physics and Astrophysics*", M.Chretien,E.Lipworth (Hrsg.), Gordon and Breach, New York (1971)
- /10/ D.Kleppner: Phys.Rev.Lett.47,233(1981)
- /11/ P.Dobiasch, H.Walther: Annales No6-Alfred Kastler Symposium, Editions de Physique (1985)
- /12/ F.W.Cummings: Phys.Rev.140,A1051(1965)
- /13/ S.Stenholm: Phys.Rep.6C,1(1973)
- /14/ T.von Foerster: J.Phys.A 8,95(1975)
- /15/ P.Meystre,E.Geneux,A.Quattropani,A.Faist: Nuovo Cimento B 25,521(1975)
- /16/ J.H.Eberly, N.B.Narozhny, J.J.Sanchez-Mondragon: Phys.Rev.Lett.44,1323 (1980)
- /17/ N.B.Narozhny,J.J.Sanchez-Mondragon,J.H.Eberly: Phys.Rev.A 23,236(1981)
- /18/ H.J.Yoo, J.J.Sanchez-Mondragon, J.H.Eberly: J.Phys.A 14,1383(1981)
- /19/ B.Buck, C.V.Sukumar: Phys.Lett.81A,132(1981)
- /20/ P.L.Knight, P.M.Radmore: Phys.Rev.A 26,676(1982)
- /21/ P.L.Knight, P.M.Radmore: Phys.Lett.90A,342(1982)
- /22/ S.Sachdev: Phys.Rev.A 29,2627(1984)
- /23/ S.Haroche, J.M.Raimond: in "*Advances in Atomic and Molecular Physics*", Vol.20, B.Bates, B.Bederson (Hrsg.), Academic Press, New York (1984)
- /24/ J.A.C.Gallas, G.Leuchs, H.Walther, H.Figger: in "*Advances in Atomic and Molecular Physics*", Vol.20, B.Bates, B.Bederson (Hrsg.), Academic Press, New York (1984)
- /25/ H.I.Yoo, J.H.Eberly: Phys.Rep.118,239(1985)
- /26/ S.M.Barnett, P.L.Knight: wird veröffentlicht
- /27/ J.R.Rydberg: Z.Phys.Chem.(Leipzig) 5,227(1890)

- /28/ M.J.Seaton: Mon.Not.Royal.Astron.Soc.A 118,501(1958)
- /29/ H.A.Bethe, E.E.Salpeter: "*Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms*", Springer, Heidelberg (1957)
- /30/ P.F.Naccache: J.Phys.B 5,1308(1972)
- /31/ J.Picart, A.R.Edmonds, N.Tran Minh: J.Phys.B 11,L651(1978)
- /32/ A.R.Edmonds, J.Picart, N.Tran Minh, R.Pullen: J.Phys.B 12,2781(1979)
- /33/ F.B.Dunning, R.F.Stebbing: in "*Rydberg States of Atoms and Molecules*", R.F.Stebbing, F.B.Dunning (Hrsg.), Cambridge University Press (1983)
- /34/ T.F.Gallagher: in "*Rydberg States of Atoms and Molecules*", R.F.Stebbing, F.B.Dunning (Hrsg.), Cambridge University Press (1983)
- /35/ M.Pimbert: J.Phys.(Paris) 33(1972)
- /36/ T.F.Gallagher, W.E.Cooke: Appl.Phys.Lett.34,369(1979)
- /37/ T.F.Gallagher, W.E.Cooke: Phys.Rev.Lett.42,835(1979)
- /38/ T.F.Gallagher, W.E.Cooke: Phys.Rev.A 20,670(1979)
- /39/ S.Haroche, C.Fabre, M.Goy, M.Gross, J.M.Raimond: in "*Laser Spectroscopy IV*" H.Walther, K.W.Rothe (Hrsg.), Springer, Heidelberg (1979)
- /40/ E.J.Beiting, G.F.Hildebrandt, F.G.Kellert, G.W.Foltz, K.A.Smith, F.B.Dunning, R.F.Stebbing: J.Chem.Phys.70,3351(1979)
- /41/ P.R.Koch, H.Hieronymus, A.F.J.Van Raan, W.Raith: Phys.Lett.A 75,273(1980)
- /42/ G.Rempe: Diplomarbeit, Universität München (1981)
- /43/ J.W.Farley, W.H.Wing: Phys.Rev.A 23,2397(1981)
- /44/ G.F.Hildebrandt, E.J.Beiting, C.Higgs, G.J.Hatton, K.A.Smith, F.B.Dunning, R.F.Stebbing: Phys.Rev.A 23,2978(1981)
- /45/ W.P.Spencer, A.G.Vaidyanathan, D.Kleppner, T.W.Ducas: Phys.Rev.A 24, 2513(1981) und Phys.Rev.A 26,689(1982)
- /46/ W.P.Spencer, A.G.Vaidyanathan, D.Kleppner, T.W.Ducas: Phys.Rev.A 25, 380(1982)
- /47/ W.E.Cooke, T.F.Gallagher: Phys.Rev.A 21,588(1980)
- /48/ D.Kleppner, T.W.Ducas: Bull.Am.Phys.Soc.21,600(1976)
- /49/ T.W.Ducas, W.P.Spencer, A.G.Vaidyanathan, W.H.Hamilton, D.Kleppner: Appl.Phys.Lett.35,382(1979)
- /50/ H.Figger, G.Leuchs, R.Straubinger, H.Walther: Opt.Commun.33,37(1980)
- /51/ J.A.Gelbwachs, C.F.Klein, J.E.Wessel: IEEE QE 16,137(1980)
- /52/ J.Brossel, F.Bitter: Phys.Rev.86,308(1952)
- /53/ C.Fabre, S.Haroche: in "*Rydberg States of Atoms and Molecules*", R.F.Stebbing, F.B.Dunning (Hrsg.), Cambridge University Press (1983)
- /54/ D.Kleppner, M.G.Littman, M.L.Zimmerman: in "*Rydberg States of Atoms and Molecules*", R.F.Stebbing, F.B.Dunning (Hrsg.), Cambridge University Press (1983)

- /55/ T.F.Gallagher, L.M.Humphrey, W.E.Cooke, R.M.Hill, S.A.Edelstein:
Phys.Rev.A 16,1098(1977)
- /56/ T.F.Gallagher, P.E.Perry, K.A.Safinya, W.Sandner: Phys.Rev.A 24,3249(1981)
- /57/ P.Filipowicz, P.Meystre, G.Rempe, H.Walther: Opt.Acta 32,1105(1985)
- /58/ E.Arimondo, M.Inguscio, P.Violino: Rev.Mod.Phys.49,31(1977)
- /59/ A.Lindgard, S.E.Nielsen: At. Data and Nucl. Data Tables 19,533(1977)
- /60/ A.A.Radzig, B.M.Smirnov: "*Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*",
Springer, Heidelberg (1985)
- /61/ K.Sakai, L.Genzel: in "*Reviews of Infrared and Millimeter Waves*", Vol.1
K.J.Button (Hrsg.), Plenum Press, New York (1983)
- /62/ N.F.Ramsey: "*Molecular Beams*", Oxford Clarendon Press (1958)
- /63/ P.Goy, J.M.Raimond, M.Gross, S.Haroche: Phys.Rev.Lett.50,1903(1983)
- /64/ K.H.Drexhage: in "*Progress in Optics*", Vol.12, E.Wolf (Hrsg.), North-
Holland, Amsterdam (1974)
- /65/ G.Gabrielse, H.Dehmelt: Phys.Rev.Lett.55,67(1985)
- /66/ R.G.Hulet, E.S.Hilfer, D.Kleppner: Phys.Rev.Lett.55,2137(1985)
- /67/ V.F.Weisskopf, E.Wigner: Z.Phys.63,54(1930)
- /68/ F.Bloch, A.J.F.Siegert: Phys.Rev.57,522(1940)
- /69/ S.Haroche: in "*High Resolution Laser Spectroscopy*", K.Shimoda (Hrsg.),
Springer, Heidelberg (1976)
- /70/ R.J.Glauber: Phys.Rev.131,2766(1963)
- /71/ H.U.Hostettler, R.B.Bernstein: Rev.Sci.Instr.31,872(1960)
- /72/ J.L.Hall, S.A.Lee: Appl.Phys.Lett.29,367(1976)
- /73/ S.Gerstenkorn, P.Luc: "*Atlas Du Spectre D'Absorption De La Molecule
D'Iode*", Edition du CNRS, Paris (1978)
- /74/ P.A.Franken, A.E.Hill, C.W.Peters, G.Weinreich: Phys.Rev.Lett.7,118(1961)
- /75/ D.Meschede: Dissertation, Universität München (1984)
- /76/ M.Tinkham: "*Superconductivity*", Gordon & Breach, New York (1965)
- /77/ C.Kittel: "*Einführung in die Festkörperphysik*", Oldenbourg, München (1976)
- /78/ J.Bardeen, L.N.Cooper, J.R.Schrieffer: Phys.Rev.108,1175(1957)
- /79/ J.Halbritter: Z.Physik 266,209(1974)
- /80/ G.Müller: Dissertation, Universität-Gesamthochschule Wuppertal (1983)
- /81/ N.Klein: Diplomarbeit, Universität-Gesamthochschule Wuppertal (1985)
- /82/ J.C.Slater, D.van Nostrand: "*Microwave Electronics*", Princeton,
New York (1950)
- /83/ K.Simonyi: "*Theoretische Elektrotechnik*", Deutscher Verlag der Wissen-
schaften, Berlin (1973)
- /84/ R.Schlicher: private Mitteilung
- /85/ G.Babst: Diplomarbeit, Universität München (1985)

- / 86/ I.Lindgren, J.Lindgren, A.M.Martensson: Phys.Rev.A 15,2123(1977)
- / 87/ J.D.Jackson: "*Classical Electrodynamics*", Wiley, New York (1962)
- / 88/ W.H.Louisell: "*Quantum Statistical Properties of Radiation*", Wiley,
New York (1973)
- / 89/ I.I.Sobelman: "*Introduction to the Theory of Atomic Spectra*", Pergamon
Press, Oxford (1972)
- / 90/ C.Cohen-Tannoudji: in "*Frontiers in Laser Spectroscopy*", Vol.1, R.Balian
S.Haroche, S.Liberman (Hrsg.), North-Holland, Amsterdam (1977)
- / 91/ G.S.Agarwal, R.K.Bullough, G.P.Hildred: wird veröffentlicht
- / 92/ V.I.Balykin, V.S.Letokhov, V.I.Mishin: Zh.Eksp.Teor.Fiz.78,376(1980)
- / 93/ W.D.Phillips, H.Metcalf: Phys.Rev.Lett.48,596(1982)
- / 94/ W.Ertmer, R.Blatt, J.L.Hall, M.Zhu: Phys.Rev.Lett.54,996(1985)
- / 95/ R.N.Watts, C.E.Wieman: in "*Laser Spectroscopy VII*", T.W.Hänsch, Y.R.Shen
(Hrsg.), Springer, Heidelberg (1985)
- / 96/ R.G.Hulet, D.Kleppner: Phys.Rev.Lett.51,1430(1983)
- / 97/ A.Kastler: J.Phys.Radium 11,255(1950)
- / 98/ R.Bernheim: "*Optical Pumping*", Benjamin, New York (1965)
- / 99/ C.Cohen-Tannoudji, A.Kastler: in "*Progress in Optics*", Vol.5, E.Wolf
(Hrsg.), North-Holland, Amsterdam (1966)
- /100/ A.O.McCoubrey: Proc.IEEE 54,116(1965)
- /101/ G.H.B.Thompson: "*Physics of Semiconductor Laser Devices*", Wiley,
New York (1980)
- /102/ T.Yabuzaki, A.Ibaragi, H.Hori, M.Kitano, T.Ogawa: Japan.J.Appl.Phys.
20,L451(1981)
- /103/ H.Hori, Y.Kitayama, M.Kitano, T.Yabuzaki, T.Ogawa: IEEE QE19,169(1983)
- /104/ D.W.Allan: Proc.IEEE 54,221(1966)
- /105/ M.Arditi, T.R.Carver: Phys.Rev.124,800(1961)
- /106/ Winter, Firma Rohde & Schwarz: private Mitteilung

Herrn Prof. Dr. Herbert Walther gilt mein besonderer Dank für seine Förderung dieser Arbeit. Er hat die Anregung zu den vielen schönen Experimenten gegeben, sie tatkräftig unterstützt und mit stetem Interesse verfolgt.

Von Herrn Prof. Dr. Günter Guthöhrlein, Universität der Bundeswehr Hamburg, habe ich während seines Gastaufenthaltes im Sommer 1984 viel gelernt. Seine freudige und ausdauernde Mitarbeit im Labor hat einen wesentlichen Niederschlag im Experiment gefunden.

Allen Angehörigen der Sektion Physik der Universität München, insbesondere Herrn Dr. Gerhard Leuchs, Herrn Dr. Karl Werner Rothe und Herrn Dr. Miroslav Steiner danke ich für ihre Hilfe bei der Lösung spezieller Probleme.

Herr Dipl. Phys. Norbert Klein, Gesamthochschule Wuppertal, hat bei der Herstellung der Niobresonatoren wesentlich geholfen und diese wiederholt in einen für das Experiment brauchbaren Zustand gebracht.

Herrn Dr. Manfred Faubel, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung Göttingen, bin ich dankbar für seine Unterstützung beim Bau des Geschwindigkeitsselektors.

Die interessanten und ausführlichen Diskussionen mit Herrn Prof. Dr. Theodor Hänsch, Stanford Universität San Francisco, haben zu meinem Verständnis des Experimentes viel beigetragen.

Herr Wolfgang Grotz, Herr Dr. Sven Hegewisch, Herr Dr. Hans-Jörg Maier, Herr Hubert Rauch, Herr Friedrich Schmidt und Herr Helmut Schuhmann sowie alle Mitarbeiter der mechanischen und elektronischen Werkstatt der Sektion Physik haben mich beim Aufbau der Experimente sowie bei vielen eiligen Änderungen sehr unterstützt.

Ein herzliches Dankeschön gilt Herrn Karl Därndt, Herrn Ludwig Ertl und allen Mitgliedern der mechanischen Werkstatt des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik für ihre Hilfe bei der Lösung kryotechnischer Probleme.

Der Firma Rohde & Schwarz, München, danke ich für die großzügige Bereitstellung eines Rubidium-Frequenzstandards und einer Rubidium-Resonanzzelle.

Bei allen Übrigen, die zum Gelingen der Experimente beigetragen haben, bedanke ich mich ebenfalls herzlich. Dabei möchte ich die Gespräche mit Frau Dipl. Phys. Martina März, Herrn Dr. Piotr Filipowicz, Herrn Dr. Pierre Meystre und Herrn Dr. Rainer Schlicher hervorheben.

Lebenslauf

Name: Gerhard Wolfgang Rempe
Geburtsdatum: 22. April 1956
Geburtsort: Bottrop/Westfalen
Familienstand: ledig
Staatsbürgerschaft: deutsch
Eltern: Dr. phil. Günter Rempe
Gisela Rempe, geb. Lange

Ausbildung:

1962 - 1966 Volksschule in Gladbeck und Essen
1966 - 1974 Gymnasium in Essen
1974 - 1975 Bundeswehr
1976 - 1978 Physikstudium an der Universität Essen
1978 Vordiplom
1978 - 1982 Physikstudium an der Ludwig-Maximilians-Universität München
1982 Diplom
1982 - 1986 Wissenschaftlicher Angestellter an der Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München

